

ANNALEN DER PHYSIK

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH
F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF,
G. u. E. WIEDEMANN, P. DRUDE

VIERTE FOLGE
BAND 70 HEFT 5
DER GANZEN REIHE 375. BANDES 5. HEFT

KURATORIUM:
M. PLANCK, G. QUINCKE, W. C. RÖNTGEN, E. WARBURG

UNTER MITWIRKUNG
DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT
HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK

MIT DEM BILDNIS W. C. RÖNTGEN
UND EINER TAFEL



L E I P Z I G

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen und der Verlagsbuchhandlung entgegengenommen. Im Jahre 1923 erscheinen Bd. 70, 71 und 72 à 8 Hefte. Preis von Band 70 für Belgien, Luxemburg und Frankreich Fr. 47.—, Dänemark Kr. 20.—; England £ -19-; Finnland Marka 60.—; Holland fl. 11.—; Japan £ -19-; Italien Lire 60.—; Norwegen Kr. 22.—; Schweden Kr. 16.—; Schweiz Fr. 20.—; Spanien Pes. 24.—; U.S.A. \$ 4.—.

Ausgegeben am 8. März 1923

Inhalt.

	Seite
1. E. Back. Zur Kenntnis des Zeemaneffektes. (Hierzu Tafel I.)	333
2. Martin Rusch. Über Lichtbrechung an Gasen im Sichtbaren und Ultrarot ($6,76 \mu$) und Bestimmung der Kalkspateigenschwingung bei $6,76 \mu$	373
3. E. Rupp. Über Leitfähigkeitserregung bei Hitze austreiben der Phosphore	391

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr **Geh. Hofrat Prof. W. Wien** übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: **München, Leopoldstraße 91.**

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekannt gegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzeichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.



W. C. RÖNTGEN

geb. 27. März 1845

gest. 10. Februar 1923

RÖNTGEN †

Am 10. Februar morgens 9 Uhr starb in München nach kurzer Krankheit der Physiker, dessen Name wie kein zweiter auf der ganzen Erde bekannt war, Wilhelm Conrad Röntgen. Die große Entdeckung, die sich an seinen Namen knüpft, hat so großen Einfluß auf die Entwicklung der Physik gehabt, steht noch so sehr im Mittelpunkt der physikalischen Forschung, daß es überflüssig erscheint von ihr zu Physikern zu reden. Um so mehr ist es ein Gebot der Stunde, einen Augenblick in Arbeit und Forschung innezuhalten und einen Blick rückwärts zu richten auf das, was Röntgen durch sein Lebenswerk als Physiker geleistet hat.

Röntgen gehörte nicht zu den Naturen, die von Ideen überfließen und unter dem Drange immer neuer Gedanken und Pläne von einer wissenschaftlichen Arbeit zur andern eilen. Seine Stärke lag in einer anderen Begabung, die vielleicht noch seltener und jedenfalls ebenso wertvoll ist, in der unablässigen Kritik der Zuverlässigkeit der physikalischen Beobachtungen und Messungen. Er wußte wie kein anderer, daß die Natur ihr Spiel mit uns treibt und daß auch der erfahrene und sorgfältige Forscher immer wieder der Gefahr ausgesetzt ist, in eine der Schlingen zu geraten, welche um die Naturgeheimnisse gelegt sind und ihre Aufdeckung verhindern. Mit bewunderungswürdiger Umsicht und immer erneut angewandtem Scharfsinn forschte er allen Fehlerquellen, allen Täuschungen nach, welche die Klarheit der physikalischen Erkenntnis trüben könnten. Die Röntgenschen Arbeiten erreichen daher in ihren Ergebnissen ein selten erreichtes Maß von Zuverlässigkeit und ihre Darstellung und Zusammenfassung eine ebenso seltene Knappheit und Einfachheit.

Röntgens Arbeiten liegen auf den verschiedensten Gebieten der Physik. Obwohl er nur experimentelle Arbeiten veröffentlichte, kannte er die physikalischen Theorien genau und verstand es sehr wohl, sich ein selbständiges Urteil über sie zu bilden.

Manche seiner Untersuchungen sind unmittelbar von theoretischen Gesichtspunkten aus unternommen. Das gilt besonders von dem bekannten Experiment, durch das er nachwies, daß eine zwischen elektrisch geladenen Kondensatorplatten bewegte

Glasplatte eine magnetische Wirkung hervorruft. Diese Beobachtung ist unmittelbar durch die Faraday-Maxwellsche elektromagnetische Theorie veranlaßt und führt zu weiteren Gedankengängen über beobachtbare Wirkungen der Erdbewegung, den ersten Ansätzen zu den Fragen, die dann zur Lorentzschen Theorie und zur Relativitätstheorie geführt haben. Unübertrefflich ist die Umsicht, mit der alle möglichen Fehler der Versuchsanordnung geprüft und vermieden werden, so daß das Ergebnis mit voller Bestimmtheit angegeben werden kann.

Andere von allgemeinen Fragen aus unternommene Versuche sind die Bestimmung der Dicke der Ölschichten auf Wasser gewesen, aus der sich die Größe der Moleküle abschätzen läßt, ferner die Untersuchung der Zusammendrückbarkeit des Wassers im Hinblick auf Schlüsse, die sich auf seine Zusammensetzung ziehen lassen. Nach seinen Versuchen wird mit zunehmender Temperatur die Kompressibilität des Wassers kleiner, die der anderen Flüssigkeiten größer. Nach Beobachtungen von Warburg wird die Reibung des Wassers durch Druck vermindert, bei anderen Flüssigkeiten vermehrt. Nach Amagat wird der thermische Ausdehnungskoeffizient mit zunehmendem Druck bei Wasser größer, bei anderen Flüssigkeiten kleiner. Röntgen schloß aus diesen Beobachtungen, daß Wasser aus zwei Molekülarten besteht, den Eismolekülen, die ein größeres Volumen bedingen und einer zweiten Art, die kleineres Volumen geben und sich bei Temperaturerhöhung bilden. Bei Druckerhöhung bilden sich mehr Moleküle zweiter Art, ferner wird die Reibung durch Zunahme der Moleküle erster Art vergrößert.

Beispiele für die besondere Art Röntgens mit den einfachsten, meist selbstgebaute Apparaten, zuverlässige und sichere Ergebnisse zu erreichen, sind seine Bestimmungen des Verhältnisses der spezifischen Wärmen der Gase nach der Methode von Clement und Desormes, die nach Beseitigung einer von F. Kohlrausch übersehenen Fehlerquelle erst in seinen Händen zu einer sicheren Maßbestimmung wird, ferner der Absorption von Wärmestrahlen in Wasserdampf. Über diese Frage war es zu einer lebhaften Auseinandersetzung zwischen Tyndall und Magnus gekommen. Röntgen baute ein einfaches empfindliches Luftthermometer mit dessen Hilfe er zeigen konnte, daß feuchte Luft bei Bestrahlung sich stärker erwärmt als trockene, so daß der Wasserdampf tatsächlich Wärmestrahlen absorbiert. Diese Versuche zeigen, wie Röntgen eine Vorliebe für einfache Versuchsanordnungen hatte, nicht zum min-

desten deshalb, weil der Forscher bei selbstgebauten einfachen Hilfsmitteln alle Mängel und Fehlerquellen der Versuchsanordnung am vollständigsten kennt.

Großes Interesse hat Röntgen immer für die Kristalle und ihre Eigenschaften gehabt. Muß ja doch auch der eigentliche feste Körper ein Kristall sein. Während er im Beginn seiner wissenschaftlichen Laufbahn den optischen Eigenschaften der Kristalle seine Aufmerksamkeit widmete, hat er sich nach seiner großen Entdeckung der Erforschung der elektrischen Leitfähigkeit schlecht leitender Kristalle zugewandt. Eine umfangreiche Untersuchung hat er vor zwei Jahren veröffentlicht, in der er zeigt, wie die Leitfähigkeit der Kristalle nach zuerst vorgenommener Bestrahlung mit Röntgenstrahlen durch Belichtung gesteigert wird, Wirkungen, die offenbar auf lichtelektrischen Vorgängen im Innern der Kristalle beruhen. Auch bei diesen Untersuchungen zeigt sich die ungemeine Sorgfalt in der Aufdeckung und Berücksichtigung aller möglicher Fehlerquellen. Vielleicht hat diese in seiner letzten, von ihm selbst herausgegebenen Veröffentlichung in der Darstellung einen etwas zu breiten Raum eingenommen, so daß die Ergebnisse nicht so deutlich hervortreten, wie in seinen früheren so überaus knapp geschriebenen Abhandlungen. Dafür gewinnt man einen um so vollständigeren Einblick in die Art seiner Arbeitsweise. Diese muß jeden jungen Experimentalphysiker als Muster vorgehalten werden in der unbestechlichen, strengen, jede Voreingenommenheit ablehnenden Art der Beweisführung.

Röntgen war ein ausgesprochener Klassiker der Naturwissenschaften. Seine Abneigung, Arbeiten abzuschließen, solange noch irgend eine Frage ungeklärt blieb, war mit den Jahren gewachsen und hat ihn in den letzten Jahrzehnten seines Lebens bedauerlicherweise gehindert, seine Arbeiten zu veröffentlichen und rechtzeitig an der Entwicklung der Wissenschaft teilnehmen zu lassen. Dieselbe Gesinnung ließ ihn auch die Versammlungen seiner Fachgenossen vermeiden, da er sich nicht gern an wissenschaftlichen Besprechungen beteiligte, bei denen nicht jedes hingeworfene Wort genau abgewogen werden kann. Er war daher dem großen Kreis der jüngeren Fachgenossen unbekannt und eine fast sagenhafte, von Legenden umwobene Gestalt geworden und es ist sehr zu bedauern, daß er es vermied, durch seine kraftvolle, aufrechte Persönlichkeit, seine rein wissenschaftliche Denkweise, seinen geraden, festen Charakter und seine tiefe Bescheidenheit unmittelbar zu wirken.

Röntgen ist am 27. März 1845 in Lennep am Niederrhein geboren. Er hat anfänglich in Holland die Schule besucht und die Kenntnis der holländischen Sprache sich so bewahrt, daß er H. A. Lorentz, den er im Jahre 1905 nach München berufen wollte, in Leyden aufsuchen und mit einer holländischen Ansprache überraschen konnte.

Röntgen sollte zunächst Ingenieur werden. Bald jedoch machte sich eine unüberwindliche Neigung zur reinen Wissenschaft geltend und er erreichte es, sich der Physik widmen zu dürfen. Er promovierte 1869 in Zürich, ging dann als Assistent von Kundt nach Würzburg, wo damals nur ein dürftiges „physikalisches Kabinett“ vorhanden war. Dann begleitete er Kundt an die Universität Straßburg, wo an der neuen Reichsuniversität ein großes physikalisches Institut gebaut wurde. Dort habilitierte er sich 1874, ging 1875 als Professor an die landwirtschaftliche Hochschule in Hohenheim, kehrte 1876 als außerordentlicher Professor nach Straßburg zurück und wurde 1879 als ordentlicher Professor nach Gießen berufen. 1889 ging er als Nachfolger von F. Kohlrausch nach Würzburg, wo ihm seine große Entdeckung im Herbst 1895 gelang. 1898 lehnte er eine Berufung nach Leipzig als Nachfolger Gustav Wiedemanns ab, ging aber im Frühjahr 1900 als Nachfolger E. Lommels nach München. Im Herbst 1904 wurde er als Nachfolger von F. Kohlrausch als Präsident der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt berufen, zog es aber vor in München zu bleiben. Ebenso ablehnend verhielt er sich Berliner Anfragen gegenüber, die Leitung des dortigen physikalischen Instituts zu übernehmen oder die von v. Hoff eingenommene Stelle an der Akademie der Wissenschaften einzunehmen.

Im Herbst 1919 zog er sich vom Lehramt zurück, behielt sich jedoch im Physikalischen Institut das Benutzungsrecht einiger Zimmer und die Vorstandschaft der der Akademie der Wissenschaft angehörenden metronomischen Sammlung vor. In diesen Räumen hat er noch wenige Tage vor seinem Tode experimentell gearbeitet. Für Röntgen war die Wissenschaft, der er sein Leben gewidmet hatte, so sehr zum Lebensinhalt geworden, daß die Beschäftigung mit ihr nur durch den Tod aufgehoben werden konnte.

W. Wien.

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 70.

1. Zur Kenntnis des Zeemaneffekts; von E. Back.

(Hierzu Tafel I.)

Mit der Erforschung des Zeemaneffekts wurden von Anfang an im wesentlichen zwei methodisch verschiedene Ziele verfolgt, ein spektroskopisches und ein atomphysikalisches. Dem ersten Aufgabenkreise hat die Prestonsche Regel, dem zweiten die Rungesche Regel den entscheidenden Gesichtspunkt gegeben.

Die Prestonsche Regel wandelte den allgemein spektroskopischen Gesichtspunkt in einen serientheoretischen. Ihre Entdeckung gab der Forschung starken Antrieb und erweckte außerordentliche Erwartungen, denn die Regel schien ein sicherer Wegweiser bei der Durchmusterung der Elemente auf gesetzmäßige Serienzusammenhänge zu sein; insbesondere durfte man hoffen, mit ihrer Hilfe die in den ersten Gruppen des periodischen Systems gefundenen spektroskopischen Gesetzmäßigkeiten, denen die Prestonsche Regel ein bestimmtes Schema von Zeemantypen eindeutig zuordnet, nun auch in den der Serienforschung bisher unzugänglichen Elementgruppen durch Wiederfinden der gleichen Zeemantypen aufdecken, und damit auf bekannte Begriffe in bisher unbekanntem Gebiet weiter bauen zu können.

Diese Hoffnung hat sich indes nicht erfüllt. Auch das neue Hilfsmittel der Prestonschen Regel brachte keinen entscheidenden neuen Einblick in die Spektralgesetze der serienlosen Gruppen des periodischen Systems. Insbesondere wurde die Erwartung nicht bestätigt, die schon bekannten Seriengesetze hier wiederzufinden. Der Ertrag der vielen auf dieses Ziel gerichteten Untersuchungen ist daher in serientheoretischer Hinsicht nicht groß gewesen und hat keine Wendung in der Forschung gebracht.

Wohl aber ist durch diese Arbeiten ein außerordentlich reiches Tatsachenmaterial bekannt geworden. Aber auch dem

zweiten Aufgabenkreise, dem atomphysikalischen kam dieses nicht in dem Maße zugute, wie man glaubte erwarten zu dürfen. Im Gegenteil, es verschwanden eher mit dem Anwachsen des Tatsachenmaterials die ursprünglich einfachen Gesichtspunkte in der Überfülle der anscheinend regellosen Erscheinungen. So ergab sich beispielsweise, daß die normale magnetische Aufspaltung, die dem aus Kathodenstrahlversuchen für e/m abgeleiteten Werte entspricht, äußerst selten vorkommt, und daß von den Triplets sowohl wie von den komplizierteren Zeemantypen nur ein ganz geringer Teil in einfacher Weise im Sinne der Rungeschen Regel auf den normalen Wert von e/m zurückführbar ist. Die hierüber angestellten Statistiken lassen die einfachen Zahlenwerte als die Ausnahmen, die sozusagen irrationalen als die Regel erscheinen.

Erst die neueste Wendung in der Atomphysik und der Theorie des Zeemaneffekts im besonderen vermag die Erklärung für diese von vornherein nicht erwarteten Verhältnisse zu geben: nicht die Wiederholung eines durchgehend Gleichartigen, sondern das Auftreten eines stufenweise voneinander Verschiedenen ist als die spektroskopische Gesetzmäßigkeit des periodischen Systems zu erwarten, ein Aufsteigen vom Einfachen zum immer vielfältiger Komplizierten. Dies gilt sowohl für den Übergang vom Spektrum eines Elements zu dem eines höheren, als auch innerhalb desselben Elements von einer niedrigeren Serienart zu einer höheren. Damit ist in den zugeordneten Zeemantypen auf immer engerem Raume eine immer größere Mannigfaltigkeit zu erwarten.

Durch diese theoretische Einsicht wird ein neuer Standpunkt gegenüber dem von der Experimentalforschung beigebrachten Beobachtungsmaterial gewonnen. Man wird annehmen geneigt sein, daß es nicht an den Erscheinungen, sondern daß es an der Unzulänglichkeit der experimentellen Hilfsmittel liegt, wenn häufig Aufspaltungsbilder gefunden werden, die nicht einfache ganzzahlige Verhältnisse im Sinne der Rungeschen Regel aufweisen. Insbesondere erregen beispielsweise die mehrfach aufgestellten Statistiken, die eine auffallende Häufigkeit von Triplets irrationaler Aufspaltung erkennen lassen, den Verdacht, daß in allen solchen Triplets sich kompliziertere Feinstrukturen verbergen. Deren Aufdeckung würde mit einem Schlage die scheinbar irrationalen

Zahle
gewor
die b
lassen
S
kraft
könn
Feins
lingen
Aufg
des g
seiner
ist di
Haupt
systeme
streb
die A
Magn
aber
Elem
Techn
der
vere
vers
statt
Dr.
zügi
gieb
erm
För
der
holt
Che
eine
nur
mit
roh

Zahlenverhältnisse in einfache verwandeln, und der dadurch gewonnene Einblick in die Gliederung des Baues dieser Typen die bei diesen Elementen waltenden Spektralgesetze erkennen lassen.

Solange die verfügbaren Feldstärken oder die Auflösungskraft der Spektralapparate nicht beträchtlich gesteigert werden können, wird eine solche Aufdeckung verborgener magnetischer Feinstrukturen immer nur in einzelnen günstigen Fällen gelingen. Dennoch wird die experimentelle Forschung dieser Aufgabe sich anpassen, indem sie nicht so sehr auf die Menge des geförderten Tatsachenmaterials als auf die Durcharbeitung seiner Einzelheiten ausgeht. Unter eben diesem Gesichtspunkte ist die vorliegende Untersuchung unternommen worden, deren Hauptziel es ist, die experimentelle Technik des Zeemaneffekts systematisch zu verbessern. Als erstes Ergebnis dieser Bestrebung wird nach Beschreibung der technischen Hilfsmittel die Analyse des Berylliumspektrums im Magnetfeld und ohne Magnetfeld gegeben, die serientheoretisch wichtig ist, zugleich aber wegen der sehr feinen Struktur der Liniengruppen dieses Elements besondere Anforderungen an die experimentelle Technik stellt. Darauf folgt die Analyse der Zeemantypen der I. Nebenserie der Dublets in ihrer allgemeinen und ihrer vereinfachten Form.

Die Untersuchung ist im Physikalischen Institut der Universität Tübingen ausgeführt worden. Es sei Verfasser gestattet, auch an dieser Stelle dem Institutsvorstand, Hrn. Prof. Dr. Paschen, herzlichsten Dank auszusprechen für die großzügige Überlassung aller wünschenswerten Mittel, für die ausgiebige Hilfe der Institutswerkstätte, besonders aber für das unermüdliche Interesse an der Arbeit und die vielfache persönliche Förderung. Desgleichen sei der Dank des Verfassers ausgesprochen der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft, sowie der Helmholtzgesellschaft für die Zuwendung der zur Beschaffung von Chemikalien und photographischen Platten erforderlichen Mittel.

1. Technisches.

Der Anforderung größtmöglicher Linienschärfe kann nur eine Lichtquelle im Vakuum genügen. Als mögliche Anordnungen kommen in Frage das Geißlerrohr, der Vakuumfunke mit Vorfunkstrecke in Luft und die Bogenentladung. Geißlerrohr und Vakuumfunke sind mehrfach erfolgreich angewendet

worden. Beide sind aber nicht ohne Mangel. Die Entladung im Geißlerrohr, das senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien gestellt ist, wird durch das Magnetfeld erschwert, der Lichtfaden je nach der Stromrichtung an die vordere oder hintere Wand der Kapillare gedrückt und dabei sein Querschnitt auf ein Minimum verkleinert. Hierdurch ändert sich der Charakter der Emission dahin, daß alle die Erscheinungen auftreten, die man bei einer Lichtquelle unter hohem Druck beobachtet. Führt man das Geißlerrohr den Kraftlinien parallel, so vermeidet man zwar diesen Fehler, verzichtet aber damit auf die Möglichkeit, höchste Feldstärken zu erreichen, und auf größtmögliche Homogenität des Feldes am Orte der Emission. Der Vakuumfunke mit Vorfunkstrecke hat den Nachteil geringer Intensität, da die meiste Energie in der Vorfunkstrecke verbraucht wird, und außerdem das Bedenken gegen sich, daß durch Auftreten von Starkeffekten das magnetische Aufspaltungsbild verändert oder verwischt werden kann.

Von diesen Fehlern ist der Vakuumbogen frei. Führt man ihn parallel zu den Kraftlinien, so ist Homogenität des Feldes gewährleistet. Gegenüber dem Geißlerrohr hat man den weiteren Vorteil, allein durch Auswechseln des Elektrodenmetalls mit einer einmal hergestellten Anordnung beliebige Spektren erzeugen zu können. Außerdem ist der Charakter der Emission bei vollendeter Schärfe der Linien günstiger als im Funken oder Geißlerrohr, denn der Vakuumbogen¹⁾ im H_2 -Rest emittiert gleichzeitig Bogen- und Funkenspektrum, während in der positiven Lichtsäule des Geißlerrohrs nur das erstere, im Funken überwiegend das letztere zur Erscheinung kommt. Der Einfluß des Magnetfeldes auf die Bogenemission ist bemerkenswert: ohne Magnetfeld tritt fast nur das Bogenspektrum auf, Funkenlinien nur, sofern sie Restlinien sind; im Magnetfeld, und zwar schon bei den kleinsten Feldstärken, tritt von selbst ohne Erhöhung der angelegten Spannung das Funkenspektrum hinzu und zwar so intensiv, daß es häufig das Bogenspektrum überwiegt. Man kann so geradezu durch Beobachtung mit und ohne Magnetfeld das Bogen- und Funkenspektrum voneinander trennen.

Trotz seiner offensichtlichen Vorzüge scheint der Vakuumbogen für die Erforschung des Zeemaneffekts bisher noch nicht

1) Bei Anwendung der Abreißzündung.

ange
des
Unte

M
/

Messing
Bronze
Eisen
Glas
Gumm

mag
aus
und
ang
ern
Der
bild
6 l
(2,
sin
Ko
Die
üb
fes

angewendet worden zu sein. Figg. 1A und B gibt eine Skizze des Apparates, der vom Verfasser für die nachfolgende Untersuchung konstruiert worden ist:

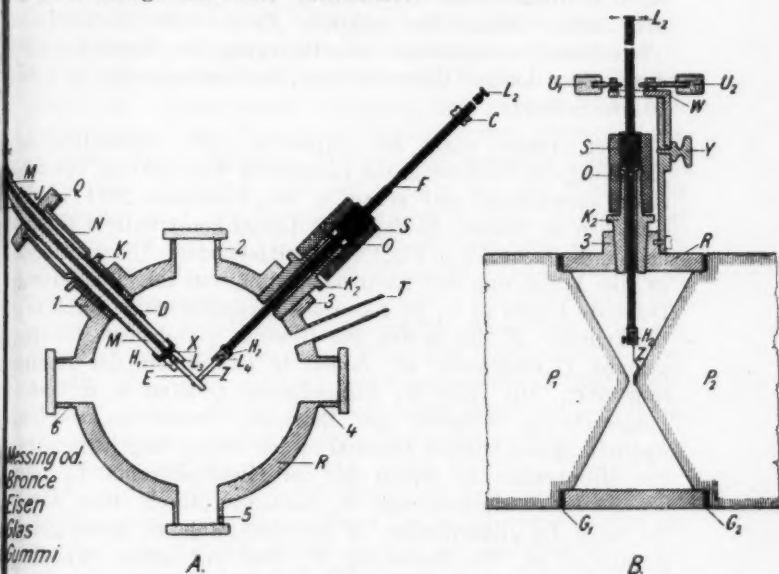


Fig. 1.

P_1 und P_2 (Fig. 1B) sind die Polschuhe des Elektromagneten im Längsschnitt. R ist ein dickwandiger Zylinder aus Bronze, der unter Zwischenschaltung von Gummiringen G_1 und G_2 an die entsprechend ausgedrehten Ränder der Polschuhe angepreßt ist. Ein Satz von Gummiringen verschiedener Dicke ermöglicht, die Größe des Interferrikums beliebig zu ändern. Der Innenraum dieses Zylinders, der die Polspitzen umschließt, bildet das Vakuum der Bogenlampe. An den Zylinder R sind 6 Rohrstutzen (1 bis 6 in Fig. 1A) angegossen. Vier davon (2, 4, 5, 6) sind mit Fenstern versehen, die zwei anderen (1 und 3) sind konisch ausgebohrt und umfassen die eingeschliffenen Konusse K_1 und K_2 , durch die die Elektroden eingeführt sind. Die Elektrode in K_1 ist in ihrer Längsrichtung verschiebbar, im übrigen fest. Die Elektrode in K_2 ist in ihrer Längsrichtung fest, jedoch um die Achse 0 drehbar, sie schwingt mit ihrem

unteren Ende, das als Zündstift ausgebildet ist, in dem Interferikum zwischen den Polspitzen hin und her und bildet so einen kontinuierlichen Abreißbogen. Diese Art der Zündung ist dem schon früher für spektrale Zwecke oft verwendeten „Trembleur“ nachgebildet. Die Bewegung des Zündstifts wird durch einen kleinen Motor betätigt, die Zündungszahl ist 5 bis 10 pro Sekunde.

Der sichere Gang des Apparates und namentlich die Erfüllung der Forderung, die Elektroden während des Betriebes rasch auswechseln und genau in das homogene Feld wieder einstellen zu können, bedingt eine Anzahl konstruktiver Einzelheiten, die nicht alle in Fig. 1 aufgenommen sind. Die wichtigste ist die Ausbildung der Elektrodenhalter und ihre Justierung. Der feste Halter in K_1 ist gegen das Lampengehäuse durch den Glaszylinder M , der in den mit Gewinde versehenen Messingzylinder D eingekittet ist, isoliert in das Innere der Lampe eingeführt. Mit Hilfe der Ringschraube Q kann er in seiner Längsrichtung während des Betriebes verschoben werden, wodurch immer frisches Material in den Bogen eingeführt wird. Die Stromzuführung erfolgt bei der Klemmschraube L_1 , mit der die Elektrodenhalterung H_1 metallisch durch einen durch die Seele des Glaszylinders M hindurchgeführten Messingstab verbunden ist. Die Halterung H_1 sitzt auf einem Schlitten mit Schwalbenschwanzführung, der senkrecht zur Zeichenebene der Fig. 1 A verschiebbar ist und dadurch gestattet, die feste Elektrode E bei jedem beliebigen Interferikum immer plan an die Polspitze P_1 anzulegen. Die Elektrode E ist in der Figur als Metallamelle skizziert. Für solche Elemente, die nicht in Form von Blechstreifen gebracht werden können, oder die als kompaktes Metall zu schwer verdampfen, ist diese Elektrodenform nicht brauchbar. An Stelle der skizzierten Elektrode E wird in diesen Fällen ein zweckentsprechend geformter Lamellenhalter eingesetzt, der das gewünschte Elektrodenmaterial in Form kleiner Plättchen festhält. Die Elektrode E bzw. der letztgenannte Halter sind durch ein Glimmerblatt gegen den Polschuh P_1 isoliert. Die Herstellung der Elektrodenplättchen begegnet Schwierigkeiten bei Elementen, die spröde sind oder technisch nur in Pulverform hergestellt werden. Hier erweist sich Pressen des metallischen Pulvers in einer geeignet geformten Stahlmatrize mit Hilfe der Natrium-

presse als vorzügliches Auskunftsmittel. Diesen Vorschlag, der sich ausgezeichnet bewährt hat, verdankt Verfasser Hrn. Dr. Schüler.

Die Elektrode in K_2 ist nicht isoliert. Ihre Dichtung erfolgt durch den übergezogenen dickwandigen Gummischlauch S . Bei W ist in einem durch die Schraube Y gehaltenen Winkelstück eine Geradföhrung eingefräst mit zwei regulierbaren Anschlägen U_1 und U_2 , die ein Verbiegen oder Abbrechen des zwischen den Polschuhen hin und her bewegten Zündstiftes verhindern. Außerdem läßt sich — was aus der Figur nicht zu ersehen ist — die Geradföhrung bei W noch senkrecht zur Zeichenebene der Fig. 1 B, also in der Zeichenebene der Fig. 1 A verschieben, um den Zündstift Z genau in die Mittelachse des Interferrikums bringen zu können. Der Zündstift Z ist in der Figur vereinfacht als gekröpfter Blechstreif skizziert. Er wurde anfänglich in dieser Form aus Manganinblech hergestellt. Bei vergleichsweise leicht schmelzbarem Elektrodenmaterial hielt ein solcher Zündstift in der Regel einige Stunden aus. Bei schwer verdampfbarem Elektrodenmaterial (z. B. Be) war die Lebensdauer jedoch nur wenige Minuten. Dieser Übelstand wurde behoben durch Einfögung eines Zündstiftes aus Wolframmetall. Die Form dieses Stiftes ist etwas anders als in der Figur skizziert, damit sie auf der Schleifmaschine zugerichtete werden konnte. Die Osram G. m. b. H. hatte die Freundlichkeit, diesen Zündstift nach eingesandtem Modell auf das Genaueste herzustellen und dem Institut als Geschenk zu überlassen. Es sei ihr auch an dieser Stelle dafür gedankt. Mit diesem Wolframzündstift wurden nach Abschluß der vorliegenden Arbeit auch schwer verdampfbare Elemente hohen Atomgewichts untersucht; der Wolframzündstift zeigt trotz vielstündiger Inanspruchnahme (bisher etwa 50 Stunden) noch keine Veränderung.

Die Bogenlampe wird mit Gleichspannung betrieben, die mit Hilfe eines als Spannungswähler geschalteten Regulierwiderstandes zwischen etwa 50 und 200 Volt variiert werden kann. Die Stromstärke des Bogens betrug in der Regel 1,5 bis 3 Ampères. Einschaltung einer Selbstinduktion wirkt günstig auf Linienschärfe und Konstanz des Bogens. Die Lampe steht durch den Stutzen T mit der Luftpumpe in Verbindung; sie wird vor Gebrauch völlig ausgepumpt, mit Wasser-

stoff gefüllt und dann wieder auf 0,8 bis 1 cm Hg Druck ausgepumpt, so daß der verbleibende Gasrest Wasserstoff ist. Hierdurch wird jede Oxydbildung an den Elektroden vermieden und ein ganz reines oxydbandenfreies Spektrum erhalten.

Als Spektralapparat diente die mehrfach beschriebene große Gitteraufstellung des Tübinger Instituts. Gitter, Spalt und Plattenhalter für 60 aneinander anschließende Platten des Formats 6×13 cm waren bisher so genau als ausführbar auf dem Rowlandschen Kreis justiert. Diese Fokussierung ist vom Verfasser für die Zwecke der vorliegenden Untersuchung photographisch nachgeprüft worden durch Aufnahme von 24 über das ganze Spektrum verteilten besonders scharfen Linien des Bleis. Die Platten waren dabei schräg gestellt, und zwar so, daß die Mitte der darauffallenden Spektrallinie genau über dem Rowlandschen Kreis lag, während die untere Plattenhälfte dem Gitter näher, die obere von ihm entfernter war. Hierbei ergab sich eine systematische Abweichung der Fokalkurve vom Rowlandschen Kreis, die bis zu 4 mm in der Gegend der Normalen in Richtung auf das Gitter beträgt. Die Fokalkurve ist demnach ungefähr von schwach elliptischer Form, die kleine Achse der Ellipse liegt nahe der Gitternormalen, etwa in deren Richtung. Auf diese empirisch gefundene Fokalkurve wurden die Plattenhalter justiert und dadurch eine merkliche Steigerung der Auflösungskraft erreicht. Auch Zeemaneffekte wurden versuchsweise auf schräggestellten Platten aufgenommen, wobei das bemerkenswerte Ergebnis erhalten wurde, daß schon in geringer Entfernung vom Fokus anders geartete, dem wahren Zeemaneffekt ganz ähnlich sehende, durchaus scharfe Interferenzfiguren auftreten. So geht z. B. der Typus der Kupferlinie 3247 Å.-E. (Typus D_1 mit sechs äquidistanten Komponenten) in erster Ordnung in einer Entfernung von 1,5 mm hinter dem Fokus in eine Figur von acht äquidistanten Komponenten über, während das Bild einer unmagnetischen Linie sich in diesem Bereich nicht merklich ändert. Man erkennt hieraus die entscheidende Bedeutung einer exakten Justierung, denn es ist klar, daß die regelmäßigen extrafokalen Interferenzfiguren um so dichter vor und hinter dem Fokus folgen, je enger die Feinstruktur des beobachteten Zeemaneffektes ist.

Für die Photographie des ultravioletten Teiles der Spektren

wurden Extrarapidplatten von Hauff verwendet, die durch hohe Empfindlichkeit, feines Korn und Schleierfreiheit sich auszeichnen. Die Firma Hauff & Co. in Feuerbach hatte die Freundlichkeit, dem Institute 300 Platten schenkweise zu überlassen, wofür ihr auch an dieser Stelle gedankt sei. Für das sichtbare Gebiet dienten die zur Sensibilisierung mit Pina verdol, Pinachromblau und Dicyanin trefflich geeigneten Platten „Grün-Etikett“ von Westendorp & Wehner A.-G., Köln. Die Expositionsdauer erstreckte sich von $\frac{1}{4}$ bis 2 Stunden.

2. Messungsergebnisse.

A. Beryllium.

Der Zeemaneffekt des Be scheint bisher nur von Popow untersucht worden zu sein, und zwar unter zwei Gesichtspunkten, dem serientheoretischen und dem der Erforschung der spektroskopischen Besonderheiten enger Liniengruppen, wofür das Be ausgezeichnete Beispiele liefert. In beiden Richtungen ist Popow¹⁾ zu entscheidenden Ergebnissen gelangt. Seine Photogramme sind im Tübinger Institut 1912/13 hergestellt. Popow verwandte als Lichtquelle einen Funken in Luft mit Selbstinduktion und Kapazität zwischen imprägnierten Kohleelektroden, in einem vereinzeltten Falle bei einer Aufnahme ohne Magnetfeld den Abreißbogen in luftverdünntem Raum (5 cm Hg Druck) zwischen Elektroden gleicher Art mit Hilfe einer älteren Anordnung des Verfassers.

Die Be-Aufnahmen des Verfassers sind mit der beschriebenen neuen Bogenlichtquelle im H_2 -Rest von 0,8 mm Hg-Druck hergestellt. Die Gleichstrombogenspannung betrug etwa 120 Volt, die Stromstärke 1–2 Ampere, die Expositionsdauer $\frac{1}{2}$ bis 1 Stunde. Als Elektrode (Anode) diente reines pulverisiertes Berylliummetall in der Natriumpresse zu einem festen Metallstück passender Form gepreßt. Für die völlige Auflösung der engsten Feinstrukturen genügten diese Elektroden nicht. Es

1) Die Diskussion des Berylliumspektrums als Ganzes in serientheoretischer Hinsicht ist enthalten in den Verhandlungen der Schweiz. Naturforsch. Gesellschaft, 26. Jahresversammlung in Frauenfeld 1913. II. S. 150. Die Veröffentlichung ist ausdrücklich als „vorläufige“ bezeichnet. Eine abschließende scheint wegen des Krieges nicht erfolgt zu sein, was eine Wiederaufnahme des Gegenstandes rechtfertigt. Die magnetische Analyse des Be-Dublets ist in abgeschlossener Form enthalten in Phys. Zeitschr. 15. S. 757ff. 1914.

erwies sich als notwendig, das Be in Verdünnung anzuwenden, zu welchem Zwecke es im Verhältnis 1:1 mit pulverisiertem Kupfer gemischt und dann gepreßt wurde. Hierdurch erhöht sich die Linienschärfe bei gleichzeitiger Intensitätsverringern. Auch in diesem Falle ist die spektrale Breite der Be-Linien immer noch merklich größer als etwa die entsprechender Mg-Linien, eine Folge des kleinen Atomgewichts von Be. So findet sich beispielsweise angenähert für die Linienbreite ($\delta\nu$) bei zwei homologen Linien ($2p_1 - 1,5s$) des Mg 5183,6 Å.-E. und des Be 3321,42 Å.-E. $\delta\nu = 0,28$ bzw. $\delta\nu = 0,52$. Im Magnetfeld sind die Zeemankomponenten schmäler als die unmagnetischen Linien. Für entsprechende σ -Komponenten finden wir bei den gleichen Linien für Mg $\delta\nu = 0,23$, für Be $\delta\nu = 0,32$. Die Definition der Linien ist in den Aufnahmen des Verfassers wesentlich besser als etwa im Luftfunken, wie die Tafel der Vergrößerungen erkennen läßt, und außerdem frei von störenden Banden.

Popow legt seiner Untersuchung die Wellenlängenmessungen von Rowland und Tatnall¹⁾ zugrunde, die er von allen Literaturangaben am besten mit seinem Befund übereinstimmend findet, und verbessert sie durch Zufügung von Zusätzen qualitativen Inhalts. In nachstehender Übersicht werden Rowland und Tatnalls Werte und Popows Verbesserungen zusammengestellt (vgl. Tab. 1).

Die grundlegende Bedeutung von Popows Berichtigungen und Ergänzungen springt in die Augen; das trotz seiner scheinbaren Einfachheit bisher völlig unverständene Be-Spektrum wird dadurch in ein klares System gebracht, das in vollkommener Analogie zu den Spektren der übrigen Erdalkalien steht. Es fügt sich damit völlig in den Rahmen der spektroskopischen Gesetzmäßigkeiten dieser Gruppe des periodischen Systems und zeigt ihnen gegenüber die Besonderheit, daß die Linienmultiplizitäten, die in dieser Gruppe makroskopisch sind, bei

1) Abgedruckt bei Kayser, Spektroskopie. 5. S. 161f. Die in folgender Tab. 1 nicht geführten weiteren Be-Linien der zitierten Tabelle von Rowland und Tatnall sind mit Quarzspektrograph von Verf. beobachtet, in den Aufnahmen mit dem großen Gitter jedoch nicht enthalten.

Nach Popows Untersuchungen, aber offenbar ohne Kenntnis von diesen, ist eine Untersuchung des Be-Spektrums von L. C. Glaser, „Beiträge zur Kenntnis des Be-Spektrums“ (Dissert. Breslau 1916) erschienen.

Tabelle 1.

Rowland und Tatnall	Popow
1. 4572,869 Å.-E.	
2. 3321,487 ¹⁾ 21,219	Rowlands Messung ist unrichtig, die Gruppe ist ein Triplet von eigenartiger Struktur. Sie ist das Grundglied der Hauptserie und II. Nebenserie
3. 3131,194 ¹⁾ 30,546	Rowlands Messung ist richtig ²⁾ und zwar ist die Gruppe im Magnetfeld den <i>D</i> -Linien analog; Typus <i>D</i> ₁ liegt nach großem Typus, <i>D</i> ₂ nach kleinen Wellenlängen.
4. 2651,042 50,414	Rowlands Angabe ist unrichtig. Es liegt eine Gruppe von 5 Linien vor, wovon 2 sehr schwach. Die Gruppe ist etwa symmetrisch bezüglich der stärksten Linie angeordnet in Analogie zu den 5 Linien des Mg von 2776 bis 2783 Å.-E.
5. 2494,960 94,532	Rowlands Messung ist unrichtig, auch hier liegt ein Triplet vor wie bei 3321 Å.-E.
6. 2348,698 <i>R</i> oder <i>d</i> ?	„Einfache“ Linie im Sinne des Serienschemas.

Be in Form von Feinstrukturen auftreten. Das Ergebnis von Popows Untersuchung läßt sich dahin zusammenfassen: das Be-Spektrum enthält 1. ein System einfacher Linien, deren Grundlinie 2348,698 Å.-E. ist; 2. ein System von Triplets; das Grundglied von Hauptserie und II. Nebenserie liegt bei 3321 Å.-E., ein weiteres Glied bei 2494 Å.-E.³⁾; 3. ein System von Dublets; das Grundglied der Hauptserie und II. Nebenserie liegt bei 3131 Å.-E.; 4. eine 5-Liniengruppe⁴⁾ (Kombination vom magnetischem Typus 3 *a*/2) entsprechend der Liniengruppe des Mg 2776,8 bis 2783,0 Å.-E.

Dem Triplet bei 3321,4 Å.-E. wendet Popow besondere Aufmerksamkeit zu. Er weist darauf hin, daß der wechselseitige Abstand der 3 Linien nicht das gewöhnliche Verhältnis von etwa 1:2 zeige, daß vielmehr der Abstand der schwächsten Linie von der nächst stärkeren ($\delta\nu_{23}^2$) viel kleiner sei, als

1) L. C. Glaser, a. a. O., gibt diese Gruppen ebenfalls als Dublets an.

2) S. Popow gibt 3131,195 und 3131,590, was mit Rowland u. Tatnall gut übereinstimmt. Phys. Zeitschr. 15. S. 757. 1914.

3) Grundglied der I. Nebenserie, vgl. S. 356.

4) Richtiger „6-Liniengruppe“ analog Ca, vgl. S. 345, Tab. 2.

nach der Regel und im Vergleich zur Differenz $\delta \nu_{12}^0$ zu erwarten, woraus er den Schluß zieht, daß die Triplets des Be eine Entartung im Sinne eines Übergangs in ein Dublet zeigen. Dieser Befund ist einem schon früher von Hrn. Paschen¹⁾ bemerkten analog, wonach die Dubletlinien des Li eine sehr kleine, und zwar erheblich kleinere Schwingungsdifferenz zeigen, als nach dem regelmäßigen Anwachsen der Dublettdifferenzen innerhalb der Gruppe der Alkalien zu erwarten ist, und damit eine Annäherung an das Gebilde einer einfachen Linie zeigen.

Die große Tragweite der Erkenntnisse Popows macht es wünschenswert, die dem vorläufigen Charakter seiner Veröffentlichung entsprechend überwiegend qualitativen Angaben durch Ermittlung der quantitativen Verhältnisse zu ergänzen. Dabei werden zugleich Ergebnisse bezüglich der magnetischen Verwandlung enger Triplets gewonnen, die in theoretischer Hinsicht von Interesse sind. Im folgenden werden die auf Aufnahmen des Verfassers abgeleiteten Wellenlängen der von Popow erstmals gedeuteten Liniengruppen und die Analyse dieser Gruppen im Magnetfelde gegeben. Tab. 2 enthält die Wellenlängen der Be-Linien ohne Magnetfeld im Rowland'schen System. Sie sind in allen Fällen, in denen ein Zweifel über die Zuordnung der gefundenen Feinstrukturkomponenten zu den Rowland'schen Messungen ausgeschlossen war, unmittelbar an die entsprechenden Werte von Rowland und Tatnall angeschlossen. Andernfalls ist die Messung des Verfassers auf andere Rowland'sche Normalen bezogen; die Spalte „Bemerkungen“ gibt hierüber Bericht. Die Zahlen sind Mittelwerte aus sechs verschiedenen Aufnahmen in II. bis V. Ordnung.

Die in Tab. 2 angegebenen Wellenlängen und Wellenzahlen der Be-Linien genügen schon, um die wichtigsten von Popows Folgerungen sicherzustellen. Im einzelnen ergibt sich: die Linien 2348,70 Å.-E. und 4572,87 Å.-E. sind einfache Linien. Erstere ergibt im Magnetfeld ein Triplet von der Aufspaltung $\frac{\delta \lambda}{\lambda^2 H} = 4,693 \cdot 10^{-5}$ (gegenüber $a = 4,698 \cdot 10^{-5}$), letztere ein Triplet von der Aufspaltung $\frac{\delta \lambda}{\lambda^2 H} = 4,71 \cdot 10^{-5}$, sie sind

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. 89. S. 902. 1912.

Tabelle 2.

Wellenlängen der Be-Linien im Rowlandschen System.

	Rowland und Tatnall λ_{Luft}	Verf. λ_{Luft}	Intensität	Term- kombi- nation	Verf. $\lambda_{\text{vak.}}$	Verf. $\lambda_{\text{vak.}}$	Bemerkung.
1.	4572,869	4572,869	10	PD	—	—	Wert v. Rowland u. Tatnall
2.	3321,487 21,219 —	3321,487 21,226 21,154	10 8 3	$p_1 s^1)$ $p_2 s$ $p_3 s$	3322,423 22,162 22,090	30098,52 30100,88 30101,54	von Verf. angeschlossen an Rowland u. Tatnall 3321,487. Fehlergrenze 0,002 Å.-E.
3.	3131,194 30,546	3131,194 30,546	10 10	$p_2 s$ Dubl. $p_1 s$	3132,084 1,436	31927,60 34,18	An Rowland u. Tatnall Komponente 3131,194 angeschlossen
4.	2651,042 50,414	2650,879 50,814	8 4	$p_1 p_2'^2) a$ $p_3 p_3' b$	2651,652 51,587	37712,34 13,26	In IV. Ordnung an die Rowlandsche Normale Tl 3529,547 angeschlossen
	—	50,750	6	$p_1 p_1' c$	51,523	14,16	} nur stellenweise deutlich getrennt
	—	50,720	6	$p_2 p_2' d$	51,493	14,58	
	—	50,665	5	$p_3 p_3' e$	51,438	15,36	
	—	50,570	9	$p_2 p_1' f$	51,343	16,69	
5.	2494,960 94,523 —	2494,960 94,815 94,772	6 5 9	$p_1 d^2)$ $p_2 d$ $p_3 d$	2495,698 95,553 95,510	40068,905 71,225 71,913	An Rowland u. Tatnall Wert 2494,960 angeschlossen.
6.	2348,698 $R, d?$	2348,698 R	10	PS			Wert von Rowland u. Tatnall, ohne Magnetfeld umgekehrt

1) Grundglied der II. Nebenserie und Hauptserie.

2) Einordnung von Hrn. Paschen. F. Paschen und R. Götze, Seriensetze der Linienspektren. Springer, Berlin 1922. S. 71f.

also beide magnetisch normale Triplets. Die Linie 2348,70 hat große Neigung zur Selbstumkehrung, sie ist eine Restlinie des Be-Bogenspektrums, man wird ihr dementsprechend die Termkombination PS zuordnen; die Linie 4572,87 zeigt dagegen auch bei stärkster Selbstumkehrung von 2348,70 in keinem Falle Umkehrung, weswegen man ihr das Symbol PD wird zuordnen dürfen. Die beiden Linien 3131,19 und 3130,54 Å.-E. sind die Restlinien des Be-Funkenspektrums, dem Dublet 2795,63 und 2802,80 des Mg homolog. Wie Popow als erster festgestellt hat, zeigt im Magnetfeld die Linie 3130,54 den Typus von D_2 , 3131,19 den Typus von D_1 .

Die Gruppe 3322,423 ($2 p_1 - 1,5 s$)

22,162 ($2 p_2 - 1,5 s$)

22,090 ($2 p_3 - 1,5 s$)

ist in den Aufnahmen des Verfassers ein wohl definiertes Triplet mit den Schwingungsdifferenzen $\delta \nu_{12} = 2,36$; $\delta \nu_{23} = 0,66$; $\delta \nu_{13} = 3,02 \text{ cm}^{-1}$.

Die Gruppe 2495,698 Å.-E.

95,553 „

95,510 „

ist ein ebensogut definiertes Triplet mit den Schwingungsdifferenzen $\delta \nu_{12} = 2,32$; $\delta \nu_{23} = 0,69$; $\delta \nu_{13} = 3,01$. Die Differenzen sind mit denen der ersten Gruppe innerhalb der Fehlergrenzen identisch. Da die Gruppe 3323 Å.-E. für die Messung günstiger liegt, nehmen wir die daraus abgeleiteten $\delta \nu$ -Werte als die richtigeren an. Daraus ergibt sich für das Schwingungszahlenverhältnis $\delta \nu_{12}^p / \delta \nu_{23}^p$ der in der Tat auffallend große Wert 3,57.

Hr. Sommerfeld¹⁾ gibt eine Zusammenstellung der Dublettdifferenzen der Alkalien und Erden und der Triplettdifferenzen der Erdalkalien, die etwas erweitert und insbesondere durch Einreihung der neu gefundenen Werte des Be ergänzt in Tab. 3a—d wiedergegeben ist:

1) A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. 3. Aufl. S. 445f. Tab. 37 bis 39. In nachstehender Tab. 3 sind die von Verf. neueingefügten Werte durch Einklammerung kenntlich gemacht.

Tabelle 3.

Dublet- und Triplettdifferenzen.

I. Dublets.

a)				b)				
1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.
Atom- num- mer Z	Ele- ment	$\delta \nu^{2p}$	$10 \cdot \frac{\delta \nu^{2p}}{Z^2}$	Atom- num- mer Z	Ele- ment	$\delta \nu^{2p}$	$10 \cdot \frac{\delta \nu^{2p}}{Z^2}$	$10 \cdot \frac{\delta \nu^{2p}}{4Z^2}$
3	Li	0,34	0,38	4	Be +	(6,58)	(4,11)	(1,03)
11	Na	17,21	1,42	12	Mg +	91,5	6,35	1,59
19	K	57,90	1,61	20	Ca +	223,7	5,59	1,40
37	Rb	237,71	1,74	38	Sr +	803,2	5,56	1,39
55	Cs	554,10	1,83	56	Ba +	1690,6	5,38	1,34

c)			
10.	11.	12.	13.
Atom- nummer Z	Element	$\delta \nu^{2p}$	$10 \cdot \frac{\delta \nu^{2p}}{Z^2}$
5	[B]	[15,30 ¹]	[6,12]
13	Al	112,07	6,6
43	In	2212,63	9,2
81	Tl	7792,45	11,7

II. Triplets.

d)						
14.	15.	16.	17.	18.	19.	20.
Atom- nummer Z	Element	$\delta \nu_{12}^p$	$\delta \nu_{23}^p$	$\frac{\delta \nu_{12}^p}{\delta \nu_{23}^p}$	$10 \cdot \frac{\delta \nu_{12}^p}{Z^2}$	$10 \cdot \frac{\delta \nu_{23}^p}{Z^2}$
4	Be	(2,36)	(0,66)	(3,57)	(1,47)	(0,41)
12	Mg	40,92	19,89	2,06	2,85	1,38
20	Ca	105,99	52,11	2,05	2,65	1,30
38	Sr	394,44	187,05	2,10	2,74	1,29
56	Ba	878,4	370,3	2,38	2,83	1,18

Aus Tab. 3 liest man ab: 1. die Dublettdifferenz $\delta \nu^{2p}$ und die Größe $\delta \nu^{2p}/Z^2$ des Li fällt als zu klein aus der Reihe der Alkalien heraus; 2. die Dublettdifferenz $\delta \nu^{2p}$ und die Größe

1) S. Popow, Phys. Zeitschr. 15. S. 761. 1914.

$\delta \nu^{2p}/Z^2$ des Be + fällt in genau gleicher Weise aus der Reihe der Erdalkalien heraus; 3. die Triplettdifferenzen $\delta \nu_{12}^p$ und $\delta \nu_{23}^p$ des Be fallen in offensichtlich gleichsinniger Weise aus der Reihe der Erdalkalien heraus; 4. für Be ist die Triplettdifferenz $\delta \nu_{23}^p$ wieder gegen die Regel zu klein relativ zu $\delta \nu_{12}^p$, weswegen der Wert

$$\frac{\delta \nu_{12}^p}{\delta \nu_{23}^p} = 3,57$$

als zu groß aus der Reihe herausfällt; 5. bemerkenswert ist die zum Teil sehr nahe Übereinstimmung von Spalte 4 und 9 und besonders von Spalte 4 und 20 der Tab. 3 für die kleinen Atomgewichte. Insbesondere geht aus Spalte 20 hervor, daß die Triplettdifferenz $\delta \nu_{23}^p$ des Be nicht nur dieselbe Art, sondern auch ein ähnliches Maß von Irregularität gegenüber den andern Erdalkalien zeigt, wie die Dublettdifferenz $\delta \nu^{2p}$ des Li gegenüber den andern Alkalien.

Aus dieser Vergleichung sieht man, daß Li und Be gleichsinnig irregulär gegenüber den übrigen Elementen ihrer Gruppen sich verhalten. Die Ursache für dieses gleiche Verhalten dürfte darin liegen, daß bei den als regulär zu bezeichnenden Elementen die Dublet- und Triplettdifferenzen von makroskopischer Struktur, bei den irregulären Li und Be vom Charakter einer Feinstruktur sind, nicht aber in der Tatsache, daß bei Li und Be im Gegensatz zu den regulären Elementen noch keine Elektronenschale um den Kern gebildet ist, denn auch für das Element B trifft letzteres zu, während bei diesem Element andererseits die Dublettdifferenz $\delta \nu^{2p}$ makroskopisch und zwar ungefähr von gleicher Größe wie bei Na ist; dementsprechend findet sich auch bei B keine dem Li und Be ähnliche Irregularität (vgl. Tab. 3c).

Popows Beobachtung der Linien 3131,194 und 3180,54 Å.-E. als magnetische Typen D_1 bzw. D_2 wird bestätigt; seine Deutung des Be-Triplets 3321 Å.-E. als Termkombination $2p_1 - 1,5s$ ist von ihm durch magnetische Messung nicht belegt worden. Diese in Popows vorläufiger Veröffentlichung verbliebene Lücke soll im nachfolgenden ausgefüllt werden. Die Entwirrung des magnetischen Typus der engen Tripletgruppe, der nach Popows Deutung aus drei ineinander verschränkten Typen von zusammen 18 Zeeman-komponenten bestehen sollte, gelingt durch Anwendung zweier

verschiedener Feldstärken. Dies ermöglicht, aus dem Richtungssinn der Verschiebung, die die einzelnen Zeemankomponenten beim Übergang von kleineren zu größeren Feldstärken zeigen, ihre Zuordnung zu den unmagnetischen Linien eindeutig zu bewirken. Von den angewendeten Feldstärken war die kleinere 30,23 Kgs., die größere 37,0 Kgs. Eine Feldstärke von 26 Kgs. gab keine ausreichende Trennung mehr, weswegen die damit gemachte Aufnahme nicht zur Messung verwendet wurde.

Tabelle 4a.

Ohne Feld		$H = 30,236 \text{ Kgs}$								Zuordng. von Berechn. und Beobach- tung
Term- in- ation	Relat. In- tens.	Berechnung			Beobachtung				Komp. Nr. der Fig.	
		Pol. u. Komp. Be- zeich- nung	In- tens.	λ Å.-E. berechn.	λ Å.-E. beob.	In- tens.	Pol.			
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
p_1^2 23,423	10	σ_{12}	2	3322,736	3322,763	$\frac{1}{3}$	σ	11	σ_{12}	
		σ_{11}	8	22,658	22,667	1	σ	10	σ_{11}	
		σ_{10}	10	22,580	22,564	10	σ	9	σ_{10}	
		π_6	8	22,501	—	—	—	—	—	
		π_5	10	22,423	22,423	3	π	8	π_5	
		π_4	8	22,345	22,344	6	$\pi \sigma$	7	$\pi_4, \sigma_2, \sigma_3$	
		σ_9	10	22,256	22,263	4	σ	6	σ_9	
		σ_8	8	22,188	22,203	3	σ	4	σ_8	
		σ_7	2	22,110	22,128	3	σ	3	σ_7	
p_2^2 22,162	8	σ_6	5	22,475	—	—	—	—	—	
		σ_5	5	22,397	22,344	6	$\pi \sigma$	7	$\pi_4, \sigma_2, \sigma_5$	
		π_3	8	22,240	22,223	7	π	5	π_3	
		π_2	8	22,084	22,049	1	π	2	π_2	
		σ_4	5	21,927	21,902	8	σ	1	σ_4	
		σ_3	5	21,849	—	—	—	—	—	
p_3^2 22,030	4	σ_2	2	22,403	22,344	6	σ	7	$\sigma_2, \pi_4, \sigma_5$	
		π_1	4	22,090	—	—	—	—	—	
		σ_1	2	21,777	—	—	—	—	—	

Tabb. 6a und b faßt die mit und ohne Polarisation gemachten Aufnahmen und die Messung der verschiedenen Ordnungen zusammen und stellt sie den für den Typus p_1^2 berechneten Zeemankomponenten gegenüber. Die Lagen der beobachteten Komponenten sind unmittelbar auf die unmagne-

Tabelle 4b.

Ohne Feld		$H = 36,98 \text{ Kgs}$							
Term- kom- bination	Relat. In- tens.	Berechnung			Beobachtung				Zus. v. Bere- un- Beob- ta
		Pol. u. Komp. Be- zeich- nung	In- tens.	$\lambda \text{ \AA.-E.}$ berechn.	$\lambda \text{ \AA.-E.}$ beob.	In- tens.	Pol.	Komp. Nr. der Fig.	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
P_1^s 3322,423	10	σ_{12}	2	3322,807	—	—	—	—	—
		σ_{11}	8	22,711	3322,743	$1\frac{1}{2}$	σ	12'	σ_{11}
		σ_{10}	10	22,615	22,612	10	σ	11'	σ_{10}
		π_6	8	22,519	—	—	—	—	—
		π_5	10	22,423	22,417	1	$\pi\sigma$	7'	π_5
		π_4	8	22,327	22,352	9	$\pi\sigma$	6'	π_4
		σ_9	10	22,231	22,238	10	$\pi\sigma$	5'	π_3, σ_9
		σ_8	8	22,135	22,179	3	σ	4'	σ_8
P_2^s 3322,162	8	σ_7	2	22,039	22,105	2	σ	3'	σ_7
		σ_6	5	22,546	22,550	2	σ	10'	σ_6
		σ_5	5	22,450	22,455	3	σ	8'	σ_5
		π_3	8	22,258	22,238	10	$\pi\sigma$	5'	π_3, σ_5
		π_2	8	22,066	22,049	2	π	2'	π_2
		σ_4	5	21,874	21,871	8	σ	1'	σ_4
P_3^s 3322,090	4	σ_3	5	21,778	—	—	—	—	—
		σ_2	2	22,474	22,469	3	σ	9'	σ_2
		π_1	4	22,090	—	—	—	—	—
		σ_1	2	21,706	—	—	—	—	—

tischen Linien¹⁾ des Triplets bezogen. Die Vergleichung der Intensitäten beruht auf Schätzung und wird bei verschiedener Polarisation durch die polarisierende Wirkung des Gitters in

1) Auf die Bestimmung der absoluten Lagen der Zeemankomponenten wurde besonderes Gewicht gelegt, damit nicht nur relative Verschiebungen, sondern unmittelbar die wahren Lagen der Zeemankomponenten relativ zu den unmagnetischen Linien zu erkennen sind. Es gelingt dies dadurch, daß man die Tripletgruppe ohne Magnetfeld in eine Feldaufnahme mit paralleler Polarisation hineinphotographiert. Dann liegen die π -Komponenten und die unmagnetischen Linien auf der gleichen Platte nebeneinander und zwar im vorliegenden Falle in beiden Feldstärken ohne gegenseitige Überlagerung von unmagnetischen Linien und Zeemankomponenten. Das Bedenken, daß die zeitlich getrennten Aufnahmen mit und ohne Magnetfeld infolge Temperaturänderung sich etwa gegeneinander verschieben, wird beseitigt, wenn man die Aufnahme ohne

ihrem Wert beeinträchtigt. Es ist deshalb namentlich bei Komponenten mit gemischtem Polarisationszustand ($\pi\sigma$) nicht mit Sicherheit anzugeben, welcher Polarisationszustand vorherrscht. Der nach Augenschein merklich überwiegende Polarisationszustand ist durch Unterstreichen des bezüglichen Buchstabens hervorgehoben ($\pi\sigma$ oder $\pi\sigma$).

Fig. 2 gibt maßstabsgerecht den Inhalt der Tab. 6a und b wieder. Es ist daraus der theoretische Verlauf der magnetischen Aufspaltung zu ersehen und gleichzeitig Lage und Intensität

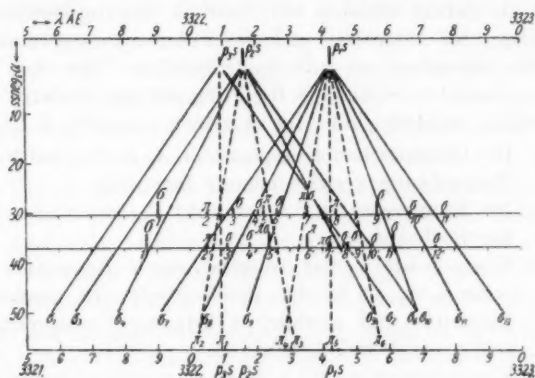


Fig. 2.

Feld in zwei Abschnitten vornimmt, nämlich die erste Hälfte der Exposition unmittelbar vor, die zweite Hälfte unmittelbar nach der Aufnahme mit Magnetfeld. Eine etwaige Verschiebung der beiden Aufnahmehälften ohne Magnetfeld gegeneinander gibt sich dann in einer Verdoppelung oder Verbreiterung der unmagnetischen Linien zu erkennen, in welchem Falle die Aufnahme unbrauchbar ist. Von den unmagnetischen Linien aus lassen sich nun die Wellenlängen der π -Komponenten messen. Deren so gefundene Wellenlängen werden auf eine zweite Aufnahme gleicher Feldstärke ohne Polarisierung übertragen und so die Lage der σ -Komponenten relativ zu den π -Komponenten, damit also auch zu den relativ unmagnetischen Linien gefunden. Dieses Verfahren verbürgt zugleich, daß die Lichtquelle, die die als Normalen gebrauchten unmagnetischen Linien aussendet, am gleichen Orte liegt, wie die magnetisierte Lichtquelle, ein Umstand, dessen Vernachlässigung zu Fehlern führen kann.

Trotz ihrer Einfachheit scheint diese Methode noch nicht angewendet worden zu sein. Verfasser benutzte sie erstmalig zu den Aufnahmen, die dem Aufsatz von Paschen und Back, „Liniengruppen magnetisch vervollständigt“ (Zeeman-Festschrift Physika, 1921, S. 129) zugrunde lagen.

der beobachteten Komponenten, letztere durch die Strichlängen angedeutet. Der beobachtete Polarisationszustand ist durch die zugefügten Buchstaben π und σ kenntlich gemacht. Die Zeemankomponenten des Typus $p_i s$ sind in Tab. 6 und Fig. 2 mit fortlaufenden Nummern σ_1 bis σ_{12} bzw. π_1 bis π_6 bezeichnet.

Die Betrachtung der Fig. 2 zeigt, daß in beiden angewandten Feldstärken die beobachteten Zeemankomponenten dem theoretischen Bilde des Typus $p_1 s$ eindeutig zugeordnet werden können, wodurch Popows Deutung auch durch den Zeemaneffekt als richtig erwiesen ist. Gewisse Störungserscheinungen der Lage, der Intensität und des Polarisationszustandes sind deutlich erkennbar, so daß einige Schlüsse über den Verlauf der magnetischen Störung in Richtung auf den totalen Paschen-Backeffekt möglich sind. Im einzelnen zeigt Fig. 2 folgendes:

1. Die theoretischen Komponenten σ_1 und σ_3 haben in der Beobachtung verschwindende Intensität.
2. Die Komponente σ_4 ist verstärkt (Komponente 1 und 1' der Beobachtung).
3. Komponente π_1 hat verschwindende Intensität. Komponente π_2 ist in der Beobachtung mit geschwächter Intensität und merklich konstanter Verlagerung nach außen als 2 und 2' erhalten.
4. Komponenten σ_7 und σ_8 sind mit geschwächter Intensität als 3 und 3' bzw. 4 und 4' vorhanden, aber stark nach innen abgedrängt, und zwar so, daß an Stelle der ausgezogenen Strahlen σ_7 und σ_8 stark gegen π_5 konkave Kurven zu zeichnen wären, um die beobachteten Lagen darzustellen.
5. Komponente σ_9 ist bei der kleineren Feldstärke als 6 erhalten, bei der größeren überkreuzt sie die Komponente π_3 und es entsteht dadurch die Komponente 5' mit dem gemischten Polarisationszustand $\pi\sigma$.
6. Komponente π_4 ist in beiden Feldstärken von σ_2 und σ_5 überkreuzt und ergibt die beobachtete Komponente 7 bzw. 6' mit dem gemischten Polarisationszustand $\pi\sigma$. Es ist bemerkenswert, daß dieser gemischte Polarisationszustand sich in Komponente 6' nicht mehr geändert hat, obwohl keine σ -Komponente in der Nachbarschaft liegt. Wollte man die Beobachtung darstellen, so müßte an Stelle des Strahles π_4 eine gegen den Strahl π_5

zu konkav gekrümmte Kurve gezeichnet werden, was auf eine asymptotisch erfolgende Annäherung der Komponenten π_3 und π_4 hinweist.

7. Komponente π_5 ist in der Komponente 8 enthalten und zwar in der Intensität geschwächt und nach außen abgedrängt. Bei der größeren Feldstärke erhält sie nach Überkreuzung durch die Komponente σ_2 und σ_5 den gemischten Polarisationszustand $\pi\sigma$ als Komponente 7' und wird deutlich mit verschwindender Intensität in die Komponente 6' hineingezogen.
8. Die Komponenten σ_2 , σ_5 , σ_6 sind in 8', 9' und 10' mit geschwächter Intensität in unverändertem Polarisationszustand erhalten.
9. Komponente σ_{10} ist in 9 und 11' erhalten unter bedeutender Verstärkung der Intensität.
10. Die Komponenten σ_{11} und σ_{12} sind als 10 und 11 bzw. 12' erhalten und zwar mit verschwindender Intensität und nach außen abgedrängt. Um die Beobachtung darzustellen, wären hier die Strahlen σ_{11} und σ_{12} als gegen den Strahl π_5 konvexe Kurven zu zeichnen.

Die auffälligste Verwandlungserscheinung ist das Auftreten des gemischten Polarisationszustandes $\pi\sigma$, der sich in der Figur im Entstehen verfolgen läßt. Aus Fig. 2 ist zu entnehmen, daß die Überkreuzung einer π -Komponente durch eine „innere“ σ -Komponente (nämlich σ_9 und σ_5) den gemischten Polarisationszustand $\pi\sigma$ für die überkreuzte π -Komponente ergibt. Denn

1. Komponente π_5 wird bei 35 Kgs. von σ_5 überkreuzt und geht von da an als Komponente 7' aus dem Zustand π in den Zustand $\pi\sigma$ über.
2. Komponente π_4 wird bei 26 Kgs. von σ_5 überkreuzt und geht dabei aus dem Zustand π in den Zustand $\pi\sigma$ als Komponente 7 bzw. 6' über.¹⁾
3. Komponente π_3 wird bei 36 Kgs. von σ_9 überkreuzt und geht dabei aus dem Zustand π in den Zustand $\pi\sigma$ als Komponente 5' über.

1) In Fig. 2 ist die Komponente 6' irrtümlich mit π bezeichnet statt mit $\pi\sigma$, wie es nach Tab. 4b sein muß.

Der Übergang von der kleineren Feldstärke zur größeren zeigt in Fig. 2 als allgemeine Erscheinung, daß die meisten beobachteten Zeemankomponenten geringere Lagenänderungen erfahren, als nach dem Maß der Feldstärkeänderung zu erwarten wäre. So geht Komponente 2 in 2', Komponente 7 in 6' über, ohne die Lage merklich zu ändern; Komponente 8 geht in 7' über unter offensichtlich rückläufiger Lagenänderung, als ob sie in den Schwerpunkt der Gruppe hineingezogen würde. In dieser Allgemeinerscheinung kündigt sich ersichtlich der asymptotisch erfolgende Übergang in den gegenüber dem Anfangszustand des Systems veränderten Endzustand des normalen Triplets an.

Hr. Heisenberg¹⁾ hat die magnetische Verwandlung eines Triplets vom Typus p,s bei mittleren und starken Feldern theoretisch behandelt; mehrere seiner Ergebnisse lassen sich mit dem Bilde unserer Fig. 2 unmittelbar vergleichen, denn die Figur läßt die Art der Verwandlung des Gesamttypus in ein normales Triplet ungefähr voraussehen: ersichtlich bleiben die Komponenten 1' und 11' in mit dem Felde wachsender Intensität schließlich allein als σ_n -Komponenten übrig. Beide müssen mit wachsender Feldstärke einen geringeren Gang nach außen zeigen, als die Strahlen σ_4 und σ_{10} . In der Tat nimmt in Tab. 4a u. b ihr gegenseitiger Abstand mit wachsender Feldstärke weniger zu, als der der Strahlen σ_4 und σ_{10} . Von den π -Komponenten erfahren die Komponenten 5' und 6' ebenfalls große Intensitätssteigerung. Sie nähern sich mit wachsendem Feld einander asymptotisch und rücken erkennbar in den Schwerpunkt des Systems, der schließlich die π -Komponente des normalen Triplets (π_n) ergibt. Dabei gehen die beiden Komponenten 5' und 6' durch den gemischten Polarisationszustand $\pi\sigma$ hindurch. Alle andern Komponenten des Systems erhalten gegenüber den vier erstgenannten bei wachsendem Feld verschwindende Intensität. An der Bildung der kurzwelligen σ -Komponente des normalen Triplets ($-\sigma_n$) ist offenbar nur σ_4 beteiligt, an der Bildung der langwelligen σ -Komponente ($+\sigma_n$) überwiegend σ_{10} , daneben noch möglicherweise σ_2 , σ_5 , σ_6 . Die π -Komponente des normalen Triplets (π_n) wird erkennbar aus den Komponenten π_3 und π_4 gebildet, nachdem diese durch den gemischten

1) W. Heisenberg, Zeitschr. f. Phys. 8. S. 293ff. 1922 und die Figur S. 294.

Polarisationszustand $\pi\sigma$ durchgegangen sind. Die Lage des normalen Triplets im Endzustand ist merklich näher bei p_1s als wie bei p_2s , was der Übergang von Komponente 5 zu 5' einerseits und von 7 zu 6' anderseits zeigt.

In Übereinstimmung mit Hrn. Heisenbergs Ergebnissen läßt Fig. 2 erkennen: Komponenten σ_{10} , σ_5 , σ_2 ergeben die Komponente $+\sigma_n$; Komponente π_4 geht in Komponente π_n und Komponente σ_4 in $-\sigma_n$ über. Ferner ist aus Fig. 2 zu ersehen, daß die Komponenten σ_{11} und σ_{12} , die nach Hrn. Heisenberg „äußere“ σ -Komponenten ergeben sollen, in der Tat, soweit sie zu verfolgen sind, einen deutlichen Gang nach außen zeigen.

Einige andere Folgerungen der Theorie von Hrn. Heisenberg decken sich mit der Beobachtung weniger gut: nach der Theorie sollen die Komponenten π_1 und π_2 in $-\sigma_n$ übergehen. Fig. 2 gibt über das Verhalten dieser Komponenten bei weiter wachsender Feldstärke keinen Anhalt, im angewendeten Feldstärkenbereich ist ein solcher Gang nicht erkennbar. Komponente σ_7 und σ_9 soll nach der Theorie in $-\sigma_n$, Komponente σ_8 in π_n übergehen; in der Beobachtung ist innerhalb der angewendeten Feldstärke ein abweichender Gang von σ_8 gegenüber σ_7 und σ_9 nicht angedeutet. Komponente π_5 soll nach der Theorie in $+\sigma_n$ übergehen. Auch dies ist im Bereich der angewandten Feldstärken nicht angedeutet, sondern eher ein Übergang von π_5 in π_n . Komponente π_6 hat nach der Beobachtung verschwindende Intensität. Die Theorie verlangt, daß bei Erreichung des Endzustands die Aufspaltung des normalen Triplets von der Ordnung des ursprünglichen unmagnetischen Tripletabstandes sei. Aus der Beobachtung läßt sich entnehmen, daß die Spannweite des normalen Endtriplets zwar von der Größenordnung, aber bestimmt ein Mehrfaches (mindestens das Dreifache) des unmagnetischen Tripletabstandes $\delta\nu_{13}^0$ ist.¹⁾

1) Dies geht hervor aus dem geringen Zurückbleiben des Komponentenabstandes $11' - 1'$ gegenüber $\sigma_{10} - \sigma_4$, sowie daraus, daß die gegenseitige Annäherung der Komponenten 5' und 6' mit wachsender Feldstärke viel langsamer erfolgt als die der Strahlen π_3 und π_4 , nämlich von 0,121 auf 0,114 Å.-E. beim Übergang von 30,2 auf 37 Kgs, während bei linearem Verlauf der Abstand von 0,105 auf 0,069 Å.-E. abnehmen müßte. Man kann daraus abschätzen, daß die Vereinigung der Kompo-

Für das Triplet 2494 Å.-E. ließ sich der ungünstigeren Wellenlänge wegen die magnetische Analyse nicht in gleicher Weise durchführen, so daß für die Einordnung dieses Triplets in das Serienschema auf Grund von Zeemantypen keine Beobachtung vorliegt. In Tab. 2 ist die serientheoretisch begründete Klassifizierung $2p_1-3d$ von Hrn. Paschen angegeben.

Die Kombinationsgruppe p, p' bei 2651 Å.-E. steht, wie Popow hervorgehoben hat, in Analogie zu der 5-Liniengruppe des Mg oder besser zu den 6-Liniengruppen der Erdalkalien¹⁾, deren Linien die magnetische Aufspaltung $3a/2$ haben. Der zahlenmäßige Nachweis für diese Einordnung ist in den Wellenlängenangaben der Tabelle 2 enthalten, denn es treten in den Schwingungszahlen $f-c$, $d-a$, $e-d$ genähert die Differenzen des Be-Triplets auf.²⁾

Die Zeemaneffekte und deren Störungserscheinungen können für diese ganz enge Gruppe (vgl. Bild 1 der Taf. I der Vergrößerungen, die Liniengruppe 2650 ohne Magnetfeld in IV. Ordnung) bei kleinen Feldstärken nicht mehr getrennt beobachtet werden; in den Aufnahmen bei $H = 30,24$ und $37,00$ Kgs bilden sie einen vorgeschrittenen Verwandlungstypus, da schon bei der kleineren Feldstärke die Aufspaltung $\delta\lambda/\lambda^2 H$ des Zeemantypus der Gruppe von der Ordnung des größten vorkommenden Linienabstandes ($a-f$ in Tabelle 2) ist. Der Gesamttypus der Gruppe ist merklich ein magnetisches Triplet, das symmetrisch zu den äußersten unmagnetischen Linien 2651, 652 und 2651,848 liegt. Die Art der Verwandlung ist bemerkenswert: bei der kleineren Feldstärke ist das magnetische Triplet nicht symmetrisch, die Lage der äußeren Komponente nach langen Wellen von der mittleren weiter entfernt, als die nach kurzen liegende. Die Polarisation aller drei Komponenten ist nicht rein, die Aufspaltung $\delta\lambda/\lambda^2 H$ ist $6,823 \cdot 10^{-5}$. Dieser Wert liegt dem von $3a/2$ ($= 7,047 \cdot 10^{-5}$) auffallend nahe, der als Aufspaltung für jede der einzelnen Linien zu erwarten wäre.

nenten 5' und 6' nicht unter 100 Kgs erfolgt; bei 100 Kgs würde aber der gegenseitige Abstand der $\pm \sigma_n$ -Komponenten 0,98 Å.-E. sein, also das Dreifache von $\delta\nu_{13}^p$.

1) R. Götze, Ann. d. Phys. 66. S. 291. 1921.

2) F. Paschen u. R. Götze, a. a. C. S. 72.

Die Mittelkomponente hat den Schwingungszustand $\pi\sigma$, beide Außenkomponenten den Schwingungszustand $\pi\sigma$, wobei der Zustand σ etwa um das Dreifache überwiegt. Auf einer Aufnahme ohne Polarisation ist auf jeder Außenseite des Triplets noch eine schwache Komponente eben angedeutet.

Man könnte hiernach erwarten, daß der Endtypus der Gruppe bei starken Feldern ein Triplet von der Aufspaltung $3a/2$ wäre, also ein partieller Paschen-Backeffekt im Sinne der Sommerfeldschen Theorie. Indessen bleibt der bei 32 Kgs gefundene Typus bei wachsenden Feldern nicht bestehen. Bei 37 Kgs zeigt der Typus eine Aufspaltung $\delta\lambda/\lambda^2 H = 6,335 \cdot 10^{-5}$, er strebt also immer mehr dem Werte des normalen Triplets $\delta\lambda/\lambda^2 H = 4,698 \cdot 10^{-5}$ zu. Dieser Wert ist bei 37 Kgs jedoch noch nicht erreicht, obwohl der Abstand der äußersten unmagnetischen Linien a und f (Tab. 2) von den Außenkomponenten des magnetischen Triplets schon überschritten ist. Bei dieser größeren Feldstärke zeigt sich auch das Vorhandensein einer feineren Struktur der Zeemankomponenten. Die Messung ergibt:

Tabelle 5.

Komp.-Nr.	Intensität beob.	Polarisation beob.	Å.-E. beob.
5	5	σ	2651,658 d? breit
4	4	σ	1,522
3	4; 4	$\pi\sigma$	1,472
2	4	σ	1,434
1	5	σ	1,336 d? breit
äußerster Rand	0	σ	1,274

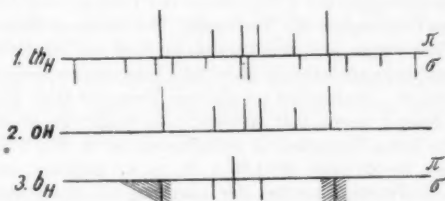


Fig. 3.

Fig. 3 gibt diesen Befund wieder. In deren Mitte ist die Lage der unmagnetischen Linien (Bild 2 OH) nach Tab. 2

gegeben, oben die hieraus berechnete Aufspaltung für $H = 37$ Kgs (Bild 1 th_H), unten die beobachtete Lage der Zeemankomponenten (Bild 3 b_H). Eine ins einzelne gehende Diskussion dieses Typus scheitert an der ungünstigen Wellenlänge und daran, daß es hier wegen Überlagerung der unmagnetischen Linien und der Zeemankomponenten nicht möglich ist, nach der oben angeführten Methode die Absolutlagen der Zeemankomponenten festzustellen; es ist also immerhin möglich, daß dem Bild 3 eine geringe Seitenverschiebung gegenüber Bild 1 und 2 zu erteilen wäre. Bemerkenswert und in voller Übereinstimmung mit den Folgerungen von Hrn. Heisenberg für den Verwandlungstypus eines Triplets ist der Befund, daß die π -Komponente streng einfach und durchaus scharf ist. Die beim schwächeren Feld noch eben angedeuteten „äußeren“ σ -Komponenten haben auch hier mit wachsendem Feld verschwindende Intensität.

Nach Abschluß dieser Arbeit ist eine weitere Untersuchung des Berylliumspektrums von Hrn. L. C. Glaser¹⁾ erschienen, in der eine Anzahl neuer Berylliumlinien angegeben werden, die bei Rowland und Tatnall nicht geführt sind. In den Gitteraufnahmen des Verfassers sind diese neuen Linien nicht enthalten.

B. Die Zeemantypen der I. Nebenserie.²⁾

1. Die Typen der Termkombination $p_1 d_1$ der Dubletts.

Die Grundtypen dieser Termkombinationen sind vom Verfasser schon früher gefunden und kurz ohne Beweis angegeben worden³⁾, sie haben den theoretischen Untersuchungen von

1) L. C. Glaser, Ann. d. Phys. **68**, S. 73ff. 1922.

2) Die Zeemantypen der I. Nebenserie der Triplets sind wiedergegeben in der zitierten Dissertation des Verfassers. Der Nachweis der magnetischen Feinstruktur des Typus $p_1 d_1$ der Triplets ist dort nur für die Linie 3610,5 des Cd gegeben, nicht auch für die gleichfalls behandelten homologen Linien des Zn, Ca und Sr. Inzwischen ist sie vom Verfasser auch für diese Linie genau entsprechend beobachtet worden. An Stelle der Wiedergabe von Messungen, die keine Besonderheit mehr bieten, ist in Bild 3 der Taf. I der Vergrößerungen die Zn-Linie 3344,99 Å.-E. ($p_1 d_2$) gegeben, an der sowohl die magnetische Feinstruktur des Zeemantypus wie deren Störung durch die benachbarte Linie 3345,51 ($p_1 d_2$) zu erkennen ist. Die Feinheiten des Plattenbildes sind hier wie auch in den übrigen Bildern der Tafel I durch das angewendete Vervielfältigungsverfahren allerdings nicht voll herausgebracht worden.

3) E. Back, Naturwissenschaften. **12**, S. 200. 1921.

Hrn. Sommerfeld¹⁾ und Hr. Landé²⁾ über den Zeemaneffekt mit als Grundlage gedient. Trotz der guten Bestätigung, die sie durch das daraus abgeleitete, in sich geschlossene System der magnetischen Term aufspaltungen³⁾ gefunden haben, ist vom Verfasser die experimentelle Nachweisung dieser Typen bisher jedoch nicht veröffentlicht worden, da gewisse Unstimmigkeiten unter mehreren homologen Linien, die nach der Prestonschen Regel quantitativ gleiche Zeemantypen zeigen müßten, bislang nicht geklärt waren.

Den Messungen sind folgende homologe Liniengruppen nach Aufnahmen mit Vakuumbogen zugrunde gelegt³⁾:

Tabelle 6.

Term-komb.	Element					
	Tl λ -Å.-E. int. Syst.	$\delta \nu^d$	Ba λ -Å.-E.	$\delta \nu^d$	Cu λ -Å.-E.	$\delta \nu^d$
$p_1 d_1$	3519,230	82	6141,740	801	5218,200	6,6
$p_1 d_2$	3529,400		5853,700		5220,080	
$p_2 d_2$	2767,870		6498,770		5153,260	

Die erwähnten Unstimmigkeiten zwischen einigen Zeemaneffekten homologer Linien von Tab. 8 haben zwei verschiedene Ursachen:

1. *Verzerrung* des Zeemantypus durch magnetischen Nahwirkungseffekt bei geringer Schwingungsdifferenz zusammengehöriger Linien. Die Störung ist bedeutend für Cu ($\delta \nu^d = 6,6$), fast unmerklich für Tl und Ba ($\delta \nu^d = 81$ bzw. 801).

2. *Änderung* des Zeemantypus wegen Vorhandenseins einer Feinstruktur der Linie ohne Magnetfeld. Der Fall liegt vor bei der Linie Tl 2767,87 ($p_2 d_2$).

1) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. **63**, S. 121ff. 1920.

2) A. Landé, Zeitschr. f. Phys. **5**, S. 231ff. 1921.

3) Die Zeemaneffekte sämtlicher Linien der Tab. 8 sind schon früher von anderer Seite im Funken in Luft untersucht worden: C. Runge u. F. Paschen, Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften zu Berlin. **32**, 1902; E. Moore, Ann. d. Phys. **25**, S. 309ff. 1908.

Im einzelnen ergibt die Messung:

1. Typus $p_1 d_1$,

a) Tl 3519,230¹⁾, $H = 39110$ Gauss.

Tabelle 7.

Komponente Nr.	Polarisation beob.	Intensität beob.	λ beob.	Differenz $\delta\lambda$
12	σ	1	3519,545	29
11	σ	3	9,516	30
10	σ	7	9,486	31
9	σ	9	9,455	181
8	π	10	9,274	30
7	π	10	9,244	30
6	π	10	9,214	31
5	π	10	9,183	178
4	σ	9	9,005	30
3	σ	7	8,975	31
2	σ	3	8,944	31
1	σ	1	8,913	

Hieraus folgt als mittlerer Komponentenabstand $\delta\lambda = 0,030$ Å.-E. mithin $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2 H} = 6,194 \cdot 10^{-5}$, was um 1 Proz. von dem Wert $4a/15 = 0,626 \cdot 10^{-5}$ abweicht. Also ist der Typus:

$$\pm \frac{(1)(3) 15, 17, 19, 21}{15} a.$$

Bild 2 der Taf. I der Vergrößerungen zeigt die Linie Tl 3519,23 Å.-E. in V. Ordnung bei $H = 39$ Kgs ohne Polarisation.

b) Ba 6141,740 Å.-E.²⁾, $H = 41472$ Gauss.

Die Übereinstimmung dieses etwas weniger gut definierten Typus mit dem vorigen zeigt die Gegenüberstellung von Beobachtung und Berechnung in Tab. 8.

1) C. Runge u. F. Paschen, a. a. O. S. 6 geben als magnetischen Typus ein Triplet von der Aufspaltung $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2 H} = \pm 5,0 \cdot 10^{-5}$.

2) B. E. Moore, a. a. O., S. 317, gibt als magnetischen Typus gleichfalls ein Triplet.

Tabelle 8.

Komponente Nr.	Polarisation beob.	Intensität beob.	λ beob.	λ berech.
12	σ	1	6142,759	6142,769
11	σ	3	2,664	2,671
10	σ	7	2,577	2,573
9	σ	9	2,472	2,475
8	π	10	1,889	1,887
7	π	10	1,792	1,789
6	π	10	1,691	1,691
5	π	10	1,589	1,593
4	σ	9	1,008	1,005
3	σ	7	0,895	0,907
2	σ	3	0,811	0,809
1	σ	0	—	0,711

c) Cu 5218,200 Å.-E., $H = 37010$ Gauss.

Der in Tab. 9 beobachtete Typus ist qualitativ mit dem berechneten Normaltypus übereinstimmend, quantitativ dagegen nicht: die beobachteten Komponentenabstände, die unter sich

Tabelle 9.¹⁾

Komp. Nr.	Polar. beob.	Int. beob.	λ beob.	Diff. $\delta\lambda$	λ berech.	Diff. $\delta\lambda$
12	σ	1	5218,764		5218,863	
11	σ	8	8,735	29	8,800	63
10	σ	8	8,704	31	8,737	63
9	σ	8	8,670	34	8,673	63
8	π	7	8,279		8,295	
7	π	10	8,205	74	8,232	63
6	π	10	8,137	68	8,168	63
5	π	7	8,085	52	8,105	63
4	σ	8	7,729		7,727	
3	σ	4	7,644	85	7,663	64
2	σ	1	7,580	64	7,600	64
1	σ	0	—		7,573	64

1) C. Runge u. F. Paschen, a. a. O., S. 6 gaben als magnetischen Typus ein Triplet gleicher Aufspaltung wie 3519 Tl.

gleich sein sollten, ändern sich bis zum Verhältnis 1:3. Ebenso sind die Intensitäten gegenüber dem Normaltypus unsymmetrisch geändert. Diese Störungserscheinungen sind durch die naheliegende Linie 5220,08 Å.-E. ($p_1 d_2$, $\delta \nu^d = 6,6$) verursacht. Der Störungsverlauf ist folgender:

Die dem Satelliten ($p_1 d_2$) zugewandte Gruppe der σ -Komponenten (Komponenten 9–12) ist zusammengeschoben und verstärkt, die abgewandte (Komponenten 4–1) auseinandergezogen und geschwächt. Die π -Gruppe (Komponenten 8–5) erleidet die umgekehrte Störung, nämlich ihre dem Satelliten zugewandte Hälfte ist auseinandergezogen (Komponenten 7 und 8), ihre abgewandte (Komponenten 5 und 6) zusammengeschoben. Diese Erscheinung ist allgemein, sie findet sich genau so bei den entsprechenden Linien der Triplets. Bild 3 der Taf. 1 der Vergrößerungen zeigt die Linie des Zn 3344,99 ($p_1 d_1$) und 3345,96 ($p_1 d_2$). Die Schwingungsdifferenz $\delta \nu^d$ ist hier 5,6. In der unteren Bildhälfte sind die unmagnetischen Linien, in der oberen die magnetischen Typen ohne Polarisation zu sehen. Die Störungen sind deutlich erkennbar und genau gleichartig wie die der Kupferlinie 5218,2 in Tab. 11.

2. Typus $p_2 d_2$.

a) Tl 3529,40 Å.-E.¹⁾, $H = 39110$ Gauss.

Tabelle 10.

Komponente Nr.	Polarisation beob.	Intensität beob.	λ beob.	Differenz $\delta \lambda$
10	σ	9	3529,767	125
9	σ	8	9,642	59
8	π	10	9,583	62
7	σ	8	9,521	59
6	π	2	9,462	124
5	π	2	9,338	60
4	σ	8	9,278	61
3	π	10	9,217	60
2	σ	8	9,157	122
1	σ	9	9,035	

1) C. Runge u. F. Paschen, a. a. O., S. 6, geben als magnetischen Typus ein Oktett, die Komponenten 5 und 6 der Tab. 12 fehlen in ihrer Beobachtung.

Hieraus folgt als Mittelwert für $\delta\lambda$ 0,6117 Å.-E., mithin für $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2 H} = 1,2556 \cdot 10^{-5}$, hiermit stimmt genau überein der Wert $4a/15 = 1,253 \cdot 10^{-5}$. Also ist der Typus $\pm \frac{(4) 8 (12) 16, 24}{15}$ mit den in der Tab. 12 angegebenen relativen Intensitäten. Bild 4 der Taf. I der Vergrößerungen zeigt die Linie 3529,40 Å.-E. in IV. Ordnung bei $H = 39$ Kgs, und zwar oben ohne Polarisation, unten in senkrechter Polarisation und außerdem die unmagnetische Linie hineinphotographiert. Diese liegt sehr genau symmetrisch in dem magnetischen Typus, woraus hervorgeht, daß dieser keine magnetische Verschiebung erleidet. Die Vergrößerung stellt die Existenz der Komponenten 5 und 6 (vgl. Anm. 1, S. 362) außer Zweifel.

b) Ba 5853,700 Å.-E.¹⁾, $H = 41472$ Gauss.

Die Übereinstimmung des beobachteten mit dem berechneten Typus zeigt Tab. 11.

Tabelle 11.

Komp. Nr.	Polar. beob.	Int. beob.	λ beob.	Diff. $\delta\lambda$	λ berech.	Diff. $\delta\lambda$
10	σ	7	5854,770		5854,768	
9	σ	5	4,420	350	4,412	354
8	π	10	4,243	177	4,234	178
7	σ	3	4,060	183	4,056	178
6	π	1	3,880	180	3,878	178
				359		356
5	π	1	3,521		3,522	
4	σ	3	3,342	179	3,344	178
3	π	10	3,169	173	3,166	178
2	σ	5	2,992	178	2,988	178
1	σ	7	2,638	354	2,632	354

Hieraus folgt als beobachteter mittlerer Komponentenabstand $\delta\lambda = 0,1776$ Å.-E., mithin für $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2 H} = 1,250 \cdot 10^{-5}$, was mit dem Wert $4a/15 = 1,253 \cdot 10^{-5}$ genau übereinstimmt.

1) C. Runge u. F. Paschen, a. a. O., S. 10, geben ein Oktett wie bei 3529 Tl.

e) Cu 5220,08 Å.-E.¹⁾, $H = 37010$ Gauss.

Tabelle 12.

Komp. Nr.	Polar. beob.	Int. beob.	λ beob.	Diff. $\delta\lambda$	λ berech.	Diff. $\delta\lambda$
10	σ	2	5220,857	257	5220,837	252
9	σ	4	20,600	167	20,585	126
8	π	8	20,433	151	20,459	127
7	σ	4	20,282	134	20,332	126
6	π	1	20,148	189	20,206	252
5	π	1	19,959	114	19,954	126
4	σ	4	19,845	118	19,828	126
3	π	10	19,727	119	19,701	126
2	σ	4	19,608	241	19,575	252
1	σ	3	19,367		19,323	

Der Typus zeigt starke Verzerrung und Intensitätsänderung als Wirkung der wechselseitigen Störung mit der benachbarten Linie 5218,20 Å.-E. Die Störung ist genau spiegelbildlich zu dieser. Auch dies ist in dem entsprechenden Fall des Zn-Triplets in Bild 3 der Taf. I der Vergrößerungen noch eben zu erkennen.

3. Typus $p_2 d_2$.

Dieser Typus ist bei Tl 2767,87 Å.-E. nicht rein entwickelt wegen der komplexen Struktur dieser Linie. Der Typus ist erstmalig von Popow²⁾ erkannt worden an der Linie Ba 6398,770 Å.-E., jedoch nach einer a. a. O. enthaltenen Bemerkung quantitativ nicht ganz richtig. Popow bezeichnet als „zu erwartende“ Aufspaltung der äußersten σ -Komponenten den Wert 14a/15, während aus den Vakuumaufnahmen des Verfassers dieser Wert sich mit Sicherheit als 13a/15 ergibt. Wir nehmen die Linie des Ba voraus.

a) Ba 6498,77 Å.-E.³⁾, $H = 41472$ Gauss.

Als Abstand der äußersten Komponenten ergibt sich $\delta\lambda = 0,720$ Å.-E., woraus für $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2 H} = 4,11 \cdot 10^{-5}$ folgt, während $13a/15 = 4,072$ und $14a/15 = 4,985 \cdot 10^{-5}$ ist. Also ist der Ab-

1) Von C. Runge u. F. Paschen magnetisch nicht ganz aufgelöst, vgl. a. a. O., S. 7. Außerdem fehlt auch hier Komp. 5 u. 6.

2) S. Popow, Ann. d. Phys. 45. S 172. 1914.

3) E. Moore, a. a. O., S. 317, gibt als magnetischen Typus ein Triplet, C. Runge u. F. Paschen, desgl., a. a. O., S. 10f.

Tabelle 13.

Komponente Nr.	Polarisation beob.	Intensität beob.	λ beob.	Differenz $\delta\lambda$
6	σ	8	6499,490	116
5	σ	2	9,374	548
4	π	10	8,826	116
3	π	10	8,710	544
2	σ	2	8,166	116
1	σ	8	8,050	

stand der äußersten Komponenten von der Ruhelage = $13a/15$. Für den kleineren Abstand der σ - und π -Komponenten unter sich folgt als Mittelwert $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2 H} = 0,633 \cdot 10^{-5}$, während $2a/15 = 0,626$ ist. Demnach ist der Typus: $\pm \frac{(1) 11, 13}{15}$.

b) Cu 5153,26 Å.-E.¹⁾, $H = 37010$ Gauss.

Tabelle 14.

Komp. Nr.	Polar. beob.	Int. beob.	λ beob.	Diff. $\delta\lambda$	λ berech.	Diff. $\delta\lambda$
6	σ	7	5153,652		5153,660	62
5	—	0	—	360	3,598	307
4	π	10	3,292	64	3,291	62
3	π	10	3,228	319	3,229	307
2	σ	4	2,909	59	2,922	62
1	σ	9	2,850		2,860	

Wieder zeigt diese Cu-Linie Verzerrung und Intensitätsstörung. Ursache ist die magnetische Nahwirkung der „verbotenen“ Linie $p_2 d_1$, deren Wellenlänge 5151,46 Å.-E. ist. Zwar ist diese verbotene Linie von so geringer Intensität, daß sie auf

1) C. Runge u. F. Paschen geben ein Triplet der Aufspaltung $\delta\lambda/\lambda^2 H = 3,87 \cdot 10^{-5}$.

der Platte nicht beobachtet ist, dennoch geht die Störung von ihr aus. Dies läßt sich beweisen durch die analogen Fälle der Triplets an der Zn-Linie 3282,28 Å.-E. (p_3d_3) in Bild 5 und der Cd-Linie 3403,60 Å.-E. in Bild 6 der Taf. I der Vergrößerungen. Bild 5 zeigt unten die Zn-Linie 3282 Å.-E. ohne Magnetfeld, oben die gleiche Linie mit Magnetfeld (Zeemantypus a/2). Nach rechts wachsen die Wellenlängen. Oben liegt links von der Linie p_3d_3 ein weites Zeemantriplet mit der Aufspaltung 7a/6. Dies ist die verbotene Linie p_3d_2 .¹⁾ Die π -Komponente der beiden benachbarten Zeemantriplets stoßen sich gegenseitig ab, so daß beide Zeemantriplets spiegelbildlich unsymmetrisch erscheinen. Die Verzerrung ist eine wechselseitige Beeinflussung beider Linien. In Bild 6 der Taf. I der Vergrößerungen ist oben die entsprechende Cd-Linie 3403,60 Å.-E. ohne Polarisation im Magnetfeld wiedergegeben, unten die gleiche Linie im Magnetfeld in senkrechter Polarisation und die unmagnetische Linie in den Zeemantypus hineinphotographiert. Nach rechts wachsen die Wellenlängen. Man sieht oben eine schwache Unsymmetrie genau wie bei der entsprechenden Zn-Linie in Bild 5, jedoch geringeren Grades, unten sieht man, daß beide σ -Komponenten nach langen Wellen abgedrängt sind. Die „verbotene“ Linie, deren Wellenlänge 3402,19 Å.-E.²⁾ ist, ist hier wie bei Cu 5153,26 Å.-E. zwar auch nicht sichtbar, ihre Störungswirkung aber unzweifelhaft zu erkennen und analog der Zn-Linie 3282,28.

c) Tl 2767,870 Å.-E.³⁾. $H = 36971$ Gauss.

Die Linie zeigt in den Vakuumaufnahmen des Verfassers folgende bisher noch nicht beobachtete Feinstruktur ohne Magnetfeld.

Tabelle 15.

Intensität	λ Å.-E. Luft	$\delta \nu_{\text{vak.}}$
5	2767,913	
4	67,882	0,404
3	67,852	0,392
3	67,833	0,248

1) $\lambda = 3281,93$. Vgl. Physica. 8, 9, 10. S. 269. 1921.

2) a. a. O., S. 271.

3) C. Runge u. F. Paschen, a. a. O., S. 6f., geben als magnetischen Typus ein Triplet, dessen Aufspaltung etwa 10 Proz. kleiner als die von 3453 Cu ist. Die Komponenten 1 und 9 der Tab. 16 fehlen.

Die Wellenlängen sind bezogen auf die mittlere Wellenlänge 2767,870.

Im Magnetfeld ergibt sich ein unsymmetrischer Typus, der sich, wie Spalte 5 und 6 der Tab. 16 zeigt, ungefähr in den Normaltypus $p_2 d_2$ und einen diesen einschließenden weiteren Typus $\pm \frac{(1), 24}{15}$ auflösen läßt.

Tabelle 16.

Komp. Nr.	Polar. beob.	Intens. beob.	λ beob.	Typus $p_2 d_2$ f. 2767,913 Å.-E. berechn.	Typus $\frac{(1), 24}{15}$ für 2767,882 berechn.
1	2	3	4	5	6
9	σ	$\frac{1}{4}$	2768,101		2768,095
8	σ	9	8,049	2768,028	
7	σ	4	8,005	8,011	
6	π	10	7,941	7,922	
5	π	3	7,904	7,904	7,891
4	π	10	7,874		7,873
3	σ	3	7,796	7,815	
2	σ	8	7,777	7,798	
1	σ	$\frac{1}{2}$	7,680		7,670

Ohne Rücksicht auf den Grad der Genauigkeit der Beobachtung in Spalte 4 bleibt die Deutung des Typus in Spalte 5 und 6 ungewiß. Dies liegt in der Natur solcher aus unmagnetischen Feinstrukturen entstandenen Verwandlungstypen und beweist im vorliegenden Falle nichts gegen die Richtigkeit der Serieneinordnung der Linie Tl 2767,87 Å.-E. als Termkombination $p_2 d_2$, noch auch gegen die Richtigkeit und Allgemeingültigkeit des im vorangehenden abgeleiteten Zeemantypus

Tabelle 17.

Perot u. Fabry ¹⁾			Verfasser		
Intens. beob.	λ Å.-E. beob.	$\delta \nu_{\text{vak.}}$	Intens. beob.	λ Å.-E. beob.	$\delta \nu_{\text{vak.}}$
8	5352,184	0,595	3	3776,888	0,402
3	2,014	0,140	d ? 10	6,830	0,710
10	1,974		8	6,729	

1) Zitiert nach H. Kayser, Spektroskopie. 6. S. 715.

dieser Termkombination. Als Beispiel hierfür kann auf das Grundglied der Hauptserie und II. Nebenserie des Tl 5350 Å.-E. ($1,5s - 2p_1$) und 3775 Å.-E. ($1,5s - 2p_2$) Bezug genommen werden. Für die erste Linie ist das Vorhandensein einer Feinstruktur mehrfach beobachtet worden, für die zweite Linie scheinen gleichwertige Beobachtungen nicht vorzuliegen. Tab. 19 stellt die Feinstrukturen beider Linien nebeneinander.

Obwohl die Schwingungsdifferenzen der Feinstrukturkomponenten beider Linien von gleicher Größenordnung sind, verhalten sich die beiden Linien im Magnetfeld verschieden. Die Linie 5350 Å.-E. gibt in Feldern > 30 Kgs einen durchaus reinen D_2 -Typus ohne Störung.¹⁾ Die zweite Linie sollte einen D_1 -Typus ($\pm \frac{(2)4}{3}$) im Magnetfeld ergeben. In Wahrheit ist der Typus viel komplizierter. Bild 7 der Taf. I der Vergrößerungen zeigt die Linie 3775 Å.-E. Tl in IV. Ordnung, und zwar unten ohne Magnetfeld, oben mit Magnetfeld (38 Kgs), nach rechts wachsen die Wellenlängen. Obwohl eine deutliche Beziehung zum D_1 -Typus in dem Bilde qualitativ zu erkennen ist, ist er quantitativ in dem Bilde nirgends exakt vorhanden, also jedenfalls beträchtlich gestört.²⁾ Dennoch wird man weder die Klassifizierung dieser Linie als Termkombination $1,5s - 2p_2$, noch die Allgemeingültigkeit des Zeemantypus dieser Termkombination als $\pm \frac{(2)4}{3}$ in Zweifel ziehen. Gleiches gilt also auch für die hinsichtlich ihres Zeemantypus nicht genau regulär gefundene Linie Tl 2767,87 Å.-E.

Ähnliche Verhältnisse wie bei dem Grunddoublet des Tl finden sich nach den Aufnahmen des Verfassers bei dem homologen Doublet des Cu 3247 und 3274 Å.-E. ($1,5s - 2p_1$ und $1,5s - 2p_2$). Auch diese Linien zeigen eine Feinstruktur ohne Magnetfeld, bezüglich deren gleichfalls anderweitige ähnliche Beobachtungen noch nicht vorzuliegen scheinen (vgl. Tab. 18).

1) Übereinstimmend hiermit ist die Beobachtung von C. Runge u. F. Paschen, a. a. O., S. 4.

2) C. Runge u. F. Paschen finden auf einer Aufnahme senkrechter Polarisation außer den 4 Zeemankomponenten des D_1 -Typus noch 2 weitere schwächere, also 6 im ganzen; die Vergrößerung (Bild 7) zeigt 7 Komponenten.

Tabelle 18.

Intens. beob.	λ Å.-E. beob.	$\delta \nu_{\text{vak.}}$	Intens. beob.	λ Å.-E. beob.	$\delta \nu_{\text{vak.}}$
5	3248,499	0,333	6	3274,914	0,227
10	8,463		6	4,890	0,218
6	8,430	0,317	6	4,867	0,175
			4	4,848	

Im Magnetfeld > 30 Kgs zeigen beide Linien keine merkliche Abweichung von den *D*-Typen, es sei denn, daß man die auch im Vakuum beträchtliche Breite der Zeeman-komponenten als solche betrachtet. Alle Vakuumaufnahmen des Verfassers zeigen diese gleiche Feinstruktur der beiden Cu-Linien, ein Einstellungsfehler oder Einfluß des remanenten Magnetismus ist ausgeschlossen, weil alle andern auf den gleichen Platten miterschienenen Linien, wie z. B. Zn 3283,28 oder 3302,56 und 3302,91 Å.-E. immer durchaus einfach und scharf sind.¹⁾

In den für obige Messungen hergestellten Ba-Aufnahmen des Verfassers ist erstmalig eine Linie der Bergmannserie der Triplets in ihrer magnetischen Feinstruktur meßbar erschienen. Es ist dies die Linie des Ba 3909,92 Å.-E. ($8 d_3 - 4 b_3$). Die Messung ergibt bei einer Feldstärke von 41472 Gauss die in Tab. 19 angegebenen Werte.

Der Abstand von Komponente 9 und 1 von der Mitte ist $\delta\lambda = 0,2485 \text{ Å}$, also $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2 H} = 3,919 \cdot 10^{-5}$, während $5a/6 = 3,915 \cdot 10^{-5}$ ist. Der mittlere Abstand der σ -Komponenten unter sich ist 0,050 Å.-E., der mittlere Abstand der

1) Ein so neuartiger Befund an diesen vielseitig studierten Linien erregt natürlich Zweifel an der Realität dieser Feinstruktur. Man möchte an komplizierte Selbstabsorptions- oder Solarisationserscheinungen denken. Hiergegen spricht das unveränderte Aussehen der Feinstruktur bei schrittweiser Herabsetzung der Cu-Dampfdichte bis zu verschwindender Intensität der Linien. Dagegen bringt Steigerung der Cu-Dampfdichte über ein gewisses Maß die Feinstruktur in einer breiten Umkehrung zum Verschwinden. Die Dopplerbreite würde bei 3300° abs. ungefähr zu 0,02 Å.-E. sich berechnen, ist also mit dem Feinstruktur-befund verträglich.

Tabelle 19.

Komponente Nr.	Polarisation beob.	Intensität beob.	λ Å.-E. beob.	Differenz $\delta\lambda$
9	σ	8	3910,163	47
8	σ	4	10,116	42
7	σ	1	10,074	100
6	π	9	9,974	49
5	π	10	9,925	52
4	π	9	9,873	97
3	σ	1	9,776	51
2	σ	4	9,725	59
1	σ	9	9,666	

π -Komponenten unter sich ebenfalls 0,050 Å.-E., demnach $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2 H} = 0,788 \cdot 10^{-5}$, während $a/6 = 0,783 \cdot 10^{-5}$ ist. Also ist der beobachtete Typus $\pm \frac{(0) (1) 3, 4, 5}{6}$ mit den in Tab. 19 angegebenen Intensitäten. Dieser Typus stimmt sowohl nach den Komponentenlagen wie nach dem Intensitätsverlauf mit dem aus Hrn. Landé's extrapolatorisch gewonnenen Tabellen der Term aufspaltungen abgeleiteten Typus überein und liefert damit einen neuen Beweis für die Richtigkeit des von Hrn. Landé angegebenen Schemas der Term aufspaltungen und seiner Intensitätsregeln.

2. Die Typen der Termkombinationen $p_1 d$ der Dublets.¹⁾
Vereinfachte I. Nebenserie der Dublets mit nichtmultiplem d -Term.)

Prototyp: Na 5688,04 Å.-E. $2 p_1 - 4 d$
5682,68 Å.-E. $2 p_2 - 4 d$.

Der Zeemaneffekt dieser Linien oder homologer scheint bisher noch nicht beobachtet zu sein. Die beiden Linien

1) Die Typen der Termkombination $p d$ der Triplets (vereinfachte I. Nebenserie der Triplets), deren Prototyp die Mg-Linien 3838,200 ($2 p_1 - 3 d$), 3832,300 ($2 p_1 - 3 d$), 3829,356 ($2 p_2 - 3 d$) sind, wurden erst

sind nur bei kleinem Druck und geringer Dampfdichte des Na ausreichend scharf. Die Beobachtung im Magnetfeld ergibt:

Tabelle 20.

Komponente Nr.	Intensität beob.	Polarisation beob.	λ Å.-E. beob.	Differenz $\delta\lambda$
7	5	σ	5688,670	174
6	2	σ	8,496	214
5688,04 Å.-E. $p_1 d$	4; 1	$\pi \sigma$	8,282	211
4	10	π	8,071	269
3	4; 1	$\pi \sigma$	7,802	193
2	2	σ	7,609	222
1	5	σ	7,837	
5682,68 Å.-E. $p_2 d$	5	σ	5683,103	202
3	2	π	2,901	443
2	2	π	2,468	210
1	5	σ	2,258	

mals von W. Miller (Ann. d. Phys. 24. S. 112f. u. 135. 1907) angegeben. Wegen der Bedeutung, die sie neuerdings in theoretischer Hinsicht gewonnen haben (vgl. die Behandlung des Gegenstands durch Hrn. A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. 3. Aufl. S. 494f.), schien eine Nachprüfung der Ergebnisse Millers erwünscht. Sie ist vom Verfasser kurz angegeben in „Naturwissenschaften“ H. 12. 1921. S. 201. Die Miller'schen Angaben bedürfen danach hinsichtlich Komponentenzahl und Intensitätsverlauf einer Berichtigung. Nach den Aufnahmen des Verfassers sind die Typen folgende:

$$p_1 d \pm \frac{(0)_{10} (1)_{10} (2)_7 0_4 1_7 2_9 3_7 4_{1/2}}{2},$$

$$p_2 d \pm \frac{0_{10} (1)_{10} 1_8 (2)_9 3_5 4_1}{2},$$

$$p_3 d \pm \frac{(0)_7 0_{10} (2)_7 2_5 4_1}{2}.$$

Die Indizes an den Ziffern der Zähler bedeuten die relativen Intensitäten. Den Beweis dafür, daß diese Typen allgemeingültig sind, also ein vollendeter partieller Paschen-Backeffekt im Sinne der Theorie von Hrn. Sommerfeld vorliegt, kann man darin sehen, daß das nächste Glied 3097,06; 93,14; 91,18 ($2 p_1 - 4 d$) genau den gleichen Typus zeigt.

Für den Typus 5688,04 folgt als mittlerer Komponentenabstand $\delta\lambda = 0,208$ Å.-E., also $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2 H} = 1,55 \cdot 10^{-5}$, während $a/3 = 1,566 \cdot 10^{-5}$ ist. Mithin ist der Typus: $\pm \frac{(0)(1)1,2,3}{3}$ mit dem in Tab. 20 angegebenen Intensitäten.

Für den Typus 5682,68 folgt als mittlerer Komponentenabstand $\delta\lambda = 0,210$ Å.-E., also $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2 H} = 1,562 \cdot 10^{-5}$ gegenüber $a/3 = 1,566 \cdot 10^{-5}$. Demnach ist der Typus: $\pm \frac{(1)2}{3}$. Es ist bemerkenswert, daß aus diesem Typus durch Multiplikation mit 2 der Typus $D_1 \left(\pm \frac{(2)4}{3} \right)$ hervorgeht.

Tübingen, Physikalisches Institut der Universität,
16. September 1922.

Nach den Angaben von Miller wären die Typen folgendermaßen zu schreiben:

$$p_1 d \pm \frac{(0)_0 (1)_2 1_2 2_2 3_2}{2},$$

$$p_2 d \pm \frac{(1)_0 (2)_1 0_1 1_1 3_1}{3},$$

$$p_3 d \pm \frac{(0)_0 (2)_1 0_1 2_1 4_{1/2}}{2},$$

was mit den Aufnahmen des Verfassers nicht in Einklang steht.

(Eingegangen 25. September 1922.)

2. **Über Lichtbrechung an Gasen im Sichtbaren und Ultrarot ($6,76 \mu$) und Bestimmung der Kalkspateigenschwingung bei $6,76 \mu$;
von Martin Rusch.**

(Auszug aus einer gleichnamigen Breslauer Dissertation.)

§ 1. Im Hinblick auf die in letzter Zeit unternommenen Versuche¹⁾, eine Dispersionstheorie auf Grund der Quantenhypothese auszuarbeiten, schien es wünschenswert, etwaige Lücken in der Reihe der Lichtbrechungsmessungen auszufüllen. Während für das sichtbare und ultraviolette Spektralgebiet viele — nach mancherlei Methoden ausgeführte — Arbeiten²⁾ vorliegen, sind für das Ultrarot nur zwei³⁾ erschienen; diese geben jedoch aus folgenden Gründen zur Kritik und zur Wiederholung der Messungen Anlaß:

§ 2. Einmal ist die von J. Koch angewandte Methode zur Bestimmung der Wellenlänge (ein eleganter Ersatz des Michelson) nur für scharfe symmetrische Spektrallinien gültig; bei breiten, unsymmetrischen Reststrahlgebieten, wie dem des Kalkspats, verursacht die Dispersion der zur Erzeugung des Gangunterschiedes benutzten Steinsalzplatten einen Fehler in der Wellenlänge.

Ferner läßt J. Koch die — experimentell erst in vorliegender Arbeit festgestellte — Abhängigkeit der Kalkspateigenschwingung von der Temperatur der Reststrahlplatten unberücksichtigt. Während er nämlich bei der Wellenlängenbestimmung die Reststrahlplatten diskontinuierlich bestrahlt,

1) P. Debye, Münch. Ber. Math. Phys. Kl. S. 1. 1915; A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. **53**. S. 538 u. 541. 1917; Cl. Schaefer, ebenda. **67**. S. 407. 1922.; R. Gans, Zeitschr. f. Phys. **9**. S. 81. 1922.

2) Vgl. z. B. St. Loria, Lichtbrechung in Gasen. Braunschweig 1914; W. Traub, Ann. d. Phys. **61**. S. 533. 1920; M. Kirn, Ann. d. Phys. **64**. S. 566. 1922.

3) J. Koch, Ann. d. Phys. **17**. S. 658. 1905 u. Nov. Act. Reg. Soc. Scient. Upsal. Ser. IV. **22**. Nr. 5.

sie also praktisch auf Zimmertemperatur hält, beobachtet er bei den Lichtbrechungsmessungen das Vorbeiwandern der Interferenzstreifen bei dauernder Bestrahlung der Platten, die daher eine höhere Temperatur annehmen. Zur Berechnung des Brechungsquotienten verwendet er aber den für Zimmertemperatur geltenden Wert der Wellenlänge an Stelle des bei höherer Temperatur benutzten.

Endlich zeigt die Dispersion von O_2 und Luft¹⁾ nach den Kochschen Werten ein außerhalb der sonstigen Fehlergrenzen liegendes Wiederansteigen des Brechungsquotienten innerhalb des Gebietes von $6,7$ bis $8,7 \mu$. (J. Koch erwähnt diese Anomalie gar nicht und vernachlässigt sie auch bei einer späteren Extrapolation.)²⁾

§ 9. Es war also von Interesse, zu entscheiden, ob diese Anomalie durch die erwähnten Mängel der Methode oder durch das Vorhandensein einer optisch aktiven ultraroten Eigenschwingung der Gase bedingt ist. Hierzu mußte eine exakte Methode für Lichtbrechungsmessungen im Ultrarot ausgearbeitet und die nach ihr erhaltenen Resultate mit den Kochschen verglichen werden.

Als Versuchsgase wurden Luft und Argon gewählt. Luft läßt keinen in Betracht kommenden Fehler durch chemische Verunreinigungen³⁾ erwarten, so daß ein Vergleich möglich ist. Der im wesentlichen zweiatomigen Luft sollte ein einatomiges Gas entgegengestellt werden; es wurde Argon gewählt, einmal, weil die bisher vorliegenden Lichtbrechungsmessungen im Sichtbaren erhebliche Unterschiede aufweisen und das Gas im Ultrarot noch nicht untersucht ist; dann, weil gerade Argon durch seine Ausnahmestellung⁴⁾, die C. Ramsauer

1) Auch für H_2 gilt dasselbe, wenn man die erste Arbeit J. Kochs (1905) mit heranzieht.

2) J. Koch, Ark. f. Math. Astr. och Fis. 8. S. 24. Nr. 20. 1912.

3) J. Koch erklärt z. T. die Verschiedenheit der Werte für die Brechungsquotienten von H_2 und O_2 in seinen Arbeiten (1905) und (1909) durch chemische Verunreinigungen (vgl. S. 672. 1905 und S. 34. 1909).

4) Bei Gasen ist im allgemeinen die Abhängigkeit des spezifischen Absorptionsvermögens langsamer Kathodenstrahlen von der Strahlgeschwindigkeit gering, wie Messungen an H_2 , CO_2 und N_2 zeigen; die Absorption steigt bei diesen Gasen mit langsamer werdender Geschwindigkeit, während Argon ein starkes Absorptionsmaximum aufweist und ganz langsame Kathodenstrahlen fast vollständig durchläßt.

und H. F. Mayer¹⁾ festgestellt haben, ein gesteigertes Interesse hervorruft.

Als Interferenzapparat wurde der Michelsonsche benutzt; bei ihm wird die Streifenwanderung durch Spiegelverschiebung in Luft bewirkt, deren Dispersion keinen merklichen Fehler hervorrufen kann. Leider absorbiert Flußspat, aus dem die prächtige Optik des Michelson bestand, bei $8,7\ \mu$ bereits kräftig; daher mußte vorläufig auf die Brechungsmessung bei $8,7\ \mu$ verzichtet werden.

Bestimmung der Wellenlänge der Kalkspateigenschwingung bei $6,7\ \mu$.

§ 4. Die Strahlen eines Nernstfadens N (Fig. 1) wurden durch einen Hohlspiegel S_1 (Brennweite 17 cm) parallel gemacht, gingen nach Reflexion an 4 Kalkspatplatten ($K_1 \dots K_4$) durch den Interferenzapparat und wurden durch einen Hohlspiegel S_2 (Brennweite 37 cm) auf das Thermolement Th geworfen; auf dieses fiel das Bild der Spiegel s_1 und s_2 . Die Strahlen konnten vor der Reststrahlenordnung durch die Klappe L abgeblendet werden. An Stelle des Spiegels S_2 konnte ein Fernrohr gesetzt werden, um die Interferenzen im sichtbaren Licht zu beobachten. Alle Spiegel bestanden aus Glas und waren oberflächenversilbert. Der ganze Aufbau war durch doppelte Pappschirme mit Luftzwischenraum gegen Wärmestrahlung geschützt.

Bei dem von A. Hilger in London gebauten Michelsonschen Interferenzapparat waren beide Spiegel s_1 und s_2 auf Schlitten festgeschraubt. Der Schlitten von s_1 war mikrometrisch verschiebbar. Mit Hilfe einer mittels der grünen Hg-Linie aufgenommenen „Eichkurve der Spiegelverschiebung“

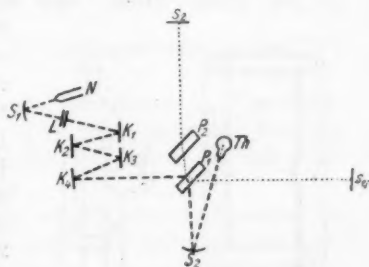


Fig. 1.

1) C. Ramsauer, Ann. d. Phys. 64. S. 513. 1921; H. F. Mayer, ebenda. S. 451.

konnte eine Änderung des Lichtweges mit einer Genauigkeit von $0,02 \mu$ bewerkstelligt werden.

Als „Michelson-Platten“ standen aus der Hauswaldschen Sammlung zwei wertvolle, glasklare, planparallele Flußspatplatten zur Verfügung; sie waren $55 \times 40 \times 4,714 \text{ mm}^3$ groß.

Als Energiequelle diente ein Nernstfaden, dessen Heizstrom $0,95 \text{ Amp.}$ betrug und auf $0,01 \text{ Amp.}$ konstant gehalten wurde.

Die Reststrahlplatten stammten von einem großen, gut ausgebildeten Kalkspatkristall; die Schnittflächen lagen \perp zur optischen Achse, waren auf Hochglanz poliert und hatten eine Fläche von $35\text{--}40 \text{ cm}^2$.

Das Thermoelement war nach den Angaben von Johannsen¹⁾ gebaut; es bestand aus einer 10 mm langen, etwa $0,7 \text{ mm}$ breiten und $0,01$ bis $0,0125 \text{ mm}$ dicken Silberfolie²⁾, auf die je ein Stück Eisen- und Konstantandraht³⁾ ($0,015$ und $0,0285 \text{ mm } \phi$) mit Tinol⁴⁾ mittels

erhitzten Glases als Kolben gelötet war. Eine Seite der Silberfolie wurde entweder vor dem Löten platinert oder nach dem Einsetzen berußt. Das Element wurde in einem mit zwei seitlichen Öffnungen versehenen Messingzylinder (Fig. 2) so angebracht, daß die gegeneinander isolierten Hälften die leitende Verbindung zwischen den Steckkontakten (A_1 und A_2) und dem

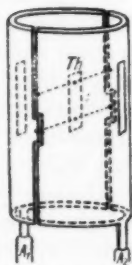


Fig. 2.

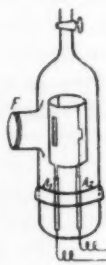


Fig. 3.

Thermoelement bildeten. Der Zylinder wurde in ein Vakuumgefäß aus Glas (Fig. 3) gesetzt, dessen Fenster F aus einer $2,6 \text{ mm}$ dicken planparallelen Flußspatplatte bestand. Das Vakuum wurde mittels eines Volmerschen Quecksilberpumpenaggregats auf 10^{-5} bis $10^{-6} \text{ mm Hg-Druck}$ gehalten, um gegen eine infolge eventueller Abgabe von Gasbläschen aus dem

1) E. S. Johannsen, Ann. d. Phys. **33**, S. 528. 1910.

2) von Sy und Wagner, Berlin.

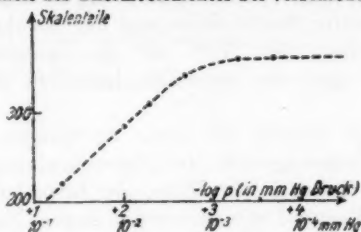
3) von Hartmann und Braun, Frankfurt a. M., bezogen.

4) einer säurefreien Weichlot-Metallmasse.

Kittlack eintretende plötzliche Verminderung der bereits bei 5×10^{-4} mm erreichten maximalen Empfindlichkeit (vgl. Kurve 1) sicher zu sein.

Die Empfindlichkeit des zur Messung der Thermoströme benutzten Panzergalvanometers nach Du-Bois-Rubens war

Empfindlichkeit des Thermoelements bei verschiedenen Drucken.



Kurve 1.

bei 4,5 m Skalenabstand zur Wellenlängenbestimmung 1 bis 2×10^{-9} Amp. pro Skt.

Bei den Brechungsmessungen, bei denen die Verschlußplatten der Refraktionsrohre (§ 8) einen größeren Teil der Energie absorbierten und reflektierten, wurde sie auf 5 bis 6×10^{-10} Amp. pro Skt. erhöht.

Trotz doppelter Panzerung verursachten Änderungen im Stromnetz des Institutes und elektrische Bahnen Störungen, die dazu zwangen, alle Messungen im Ultrarot nachts vorzunehmen.

§ 5. Zählt man am Michelsonschen Interferenzapparat in monochromatischem Licht die „Streifen gleicher Dicke“, die — infolge einer Veränderung des Lichtweges $P_1 s_1$ (Fig. 1) durch Spiegelverschiebung — an einer festen Marke im Fernrohr oder am Thermoelement vorbeiwandern, so erhält man, wenn λ die Wellenlänge, s die Spiegelverschiebung und n die Anzahl der vorbeigewanderten Streifen bedeutet, die Wellenlänge¹⁾ aus der Beziehung:

$$\lambda = \frac{2s}{n}.$$

1) Eine Korrektur auf Vakuum ist hier nicht mehr anzubringen, da diese bei der „Eichkurve der Spiegelverschiebung“ bereits vorgenommen war und die Dispersion der Luft zwischen 546 und 6763 μ nicht berücksichtigt zu werden braucht, da der durch sie bedingte Fehler kleiner als 0,01% ist.

Zur Messung¹⁾ des Schwerpunktes der Kalkspateigenschwingung waren die Spiegel s_1 und s_2 so justiert, daß die Interferenzstreifen gleicher Dicke parallel zu dem vertikal aufgestellten Thermoelement lagen; dann wurde der Spiegel s_1 um 0,1 bis 0,5 μ verschoben und der zu jeder Spiegelstellung gehörende Galvanometeraus Schlag gemessen. Trägt man jene als Abszisse, diesen als Ordinate auf, so ergibt sich eine Kurve, aus der man, unter Berücksichtigung der Eichkurve für die Spiegelverschiebung, den Wert für die Spiegelverschiebung erhält, mit der man von einem Maximum zu einem andern gelangt.

Das gesamte System der etwa 19 Streifen zeigte entsprechend der Inhomogenität der Eigenschwingung folgendes Bild: Einer von ihnen, in der Mitte, war besonders scharf und hatte die größte Energie; zu beiden Seiten dieses „Nullstreifens“²⁾ wurden die Interferenzen immer niedriger und unschärfer und wiesen ihrer Struktur nach auf zahlreiche Teilmaxima in der Energieverteilung der Reststrahlen³⁾ hin.

Kurve 2 zeigt einen Ausschnitt aus dem System: die Zahlen $m = \pm 3, \pm 4, \pm 5$ geben an, das wievielte (Haupt-) Maximum vom Nullstreifen aus gerechnet, dargestellt ist; durch das Vorzeichen sind die beiden Seiten unterschieden.

§ 6. Bei der Auswertung der Kurven wurde jedesmal über die Teilmaxima weggezeichnet, um die höchste Erhebung des Gesamtmaximums und die zu ihr gehörende Abszisse festzustellen. Die Spiegelverschiebung zwischen zwei entsprechen-

1) Zunächst wurde versucht, mit den zur Verfügung stehenden Michelson-Platten, die anfangs ungleich dick waren, zu arbeiten; es gelang zwar, die hier auftretenden Komplikationen für einfache Spektrallinien experimentell zu verfolgen und theoretisch zu errechnen, wobei an Stelle der Phasengeschwindigkeit die Gruppengeschwindigkeit gesetzt werden muß (vgl. gleichnam. Bresl. Diss. und Rayleigh, Phil. Mag. 8. S. 330. 1904); da jedoch das an Teilmaximen reiche Reststrahlgebiet mit diesen Platten nicht aufgelöst werden konnte, mußte die dickere Platte der andern gleichgeschliffen werden.

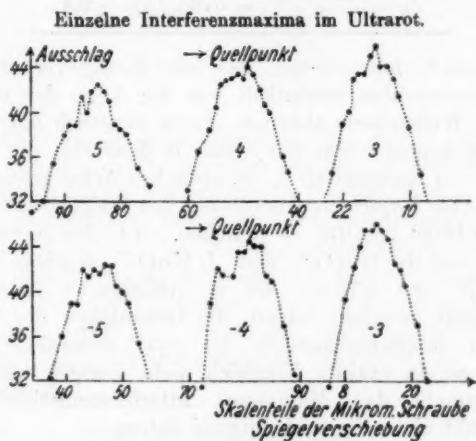
2) Der Gangunterschied beider Lichtwege ist im Maximum dieses Streifens = 0.

3) In einer noch unveröffentlichten Marburger Dissertation: „Oberschwingungen in ultraroten Absorptionsspektren“, 1922, gelang es Hrn. M. Thomas, 7 bis 8 Teilmaxima in dieser Kalkspateigenschwingung nachzuweisen.

den Maximis — z. B. s_m zwischen den Maximis ± 5 und -5 — wurde in die (hier mit dem Index m versehene) Formel 1, § 5

$$(1a) \quad \lambda_m = \frac{2s_m}{2m}; \quad 2m = n$$

eingesetzt. Für verschiedene m ergaben die Messungen verschiedene Werte λ_m , die jedoch nicht den von J. Koch¹⁾



Kurve 2.

angegebenen Gang zeigen, sondern eine der Energieverteilung der Reststrahlen entsprechende Unregelmäßigkeit aufweisen, wie aus Tab. 1 hervorgeht; es sind die Ergebnisse der drei

Tabelle 1.

2 m	1. Meßreihe	2. Meßreihe	3. Meßreihe	Mittel	δ
2	6760	6780	6740	6760	± 12
4	6785	6735	6770	6763,3	15
6	6763	6737	6737	6745,7	9
8	6768	6755	6748	6757	6
10	6782	6786	6778	6782	2
12	6762	6761	6762	6761,7	1
14	6761	6763	6764	6762,7	2

1) J. Koch, Nov. Act. Reg. Soc. Scient. Upsal. Ser. IV. 22, Nr. 5.

Meßreihen, das Mittel daraus und der *mittlere Fehler des Mittels* angegeben. (Trotz der Flachheit der „äußeren“ Maxima bewirkt die größere Streifenanzahl eine größere Genauigkeit für höhere m -Werte.)

Als Mittelwert für den *Schwerpunkt der Kalkspateigenschwingung* ergibt sich

$$\lambda_K = \frac{\sum(m \cdot \lambda_m)}{\sum m} = 6763,2 \mu\mu \pm 0,4.$$

J. Koch¹⁾ hat gezeigt, daß die Energieverteilung der Kalkspatreststrahlen wesentlich von der Lage der optischen Achse zur Wellenebene abhängt. Beim Vergleich mit früheren Messungen kommen also nur solche in Betracht, die sich auf Reflexion von Kalkspat an \perp zur optischen Achse geschnittenen Platten — die bequemste Anordnung, um lediglich den ordentlichen Strahl zu erhalten — beziehen. Aus den Arbeiten von Rubens und G. Hertz²⁾ und J. Koch¹⁾ ergeben sich die Werte 6,78 und 6,75 μ ; der in vorliegender Arbeit festgestellte liegt zwischen beiden; die Genauigkeit der hier angewandten Interferenzmethode ist zwar wesentlich größer; jedoch kann ein exakter Vergleich nicht gezogen werden, da Spektrogramme das Maximum, Interferenzmethoden den Schwerpunkt einer Eigenschwingung liefern.

§ 7. Entgegen den Erwartungen³⁾, die sich an die Arbeit von Rubens und G. Hertz²⁾ knüpften, konnte der *Einfluß der Temperatur der Reststrahlplatten auf die Eigenschwingung des Kalkspates* nachgewiesen werden und zwar dadurch, daß die Strahlen des Nernstbrenners statt vor K_1 (Fig. 1) erst hinter K_4 abgeblendet wurden. Jeder einzelne der Mittelwerte aus den in dieser Weise erhaltenen 5 Meßreihen⁴⁾ war größer als der in § 6 berechnete Mittelwert für Zimmertemperatur

1) J. Koch, Ark. f. Math. Astr. och Fys. 7. Nr. 9. 1912.

2) Rubens und G. Hertz, Sitz.-Ber. d. Berl. Akad. S. 259. 1912.

3) Während also Rubens und Hertz²⁾ mit prismatischer Zerlegung keine Abhängigkeit der Kalkspateigenschwingung von der Temperatur der Reststrahlplatten im Intervall von -191° bis $+15^\circ$ feststellen konnten, liefert die Interferenzmethode in einem kleineren Gebiet (etwa 40° C) ein deutliches Wachsen der Wellenlänge des Schwerpunktes mit zunehmender Erwärmung der Reststrahlplatten.

4) Die zeitlich vor den in § 6, Tab. 1 angeführten liegen.

und zwar um so größer, je länger die Reststrahlplatten vor der Messung bestrahlt wurden. Tab. 2 gibt diese 5 Mittelwerte an.

Tabelle 2.

Serie	λ_{Mittel}
1	6,802 μ
2	6,779 „
3	6,801 „
4	6,822 „
5	6,783 „

Da dieser Frage nicht nachgegangen wurde, kann das Ergebnis nur qualitativ bewertet werden; es deutet jedoch auf die zweite der in § 2 erwähnten Fehlerquellen J. Kochs hin. Die Kochschen Werte für den Brechungsquotienten bei 6,709 μ sind zu klein; den Fehler in seiner Größe anzugeben, ist jedoch nicht möglich, da weder bei Koch noch in dieser Arbeit die Temperatur gemessen, noch anzunehmen ist, daß sie konstant gewesen sei. Ob bei den Reststrahlen des Gipses eine ähnliche Temperaturabhängigkeit vorhanden ist, ist noch nicht entschieden.

Lichtbrechungsmessungen.¹⁾

§ 8. Für die Brechungsmessungen wurde die (wohl von Loria und Patkowski²⁾ zum ersten Male angegebene) „Druckänderungsmethode“ gewählt, da diese den Vorzug eines geringen Gasbedarfes mit bequemer Handhabung vereinigt. Zu dieser Methode gibt Loria³⁾ für die Berechnung des Brechungsquotienten die Formel

$$^{2)} \quad n_0 - 1 = \frac{n \cdot \lambda}{L \cdot \Delta p} \cdot 760 \cdot (1 + \alpha t)$$

an; sie ist unter Voraussetzung der Gültigkeit der Gladstone-Daleschen Formel“ $\frac{n-1}{d} = \text{konst.}$ ($d = \text{Dichte}$) und der idealen Gasgleichung hergeleitet.

1) Bei den Messungen unterstützten mich Frl. cand. phil. E. Haberland und Hr. cand. phil. B. Quarder, denen für ihre geschickte Hilfe auch an dieser Stelle mein bester Dank ausgesprochen sei.

2) Loria und Patkowski, Bull. de l'Akad. Crac. Okt. 1903. S. 494.

3) St. Loria, a. a. O. S. 25.

Es bedeuten:

- n_0 den Brechungsquotienten bei 760 mm Hg-Druck und 0°C ,
- n die Zahl der vorbeigewanderten Streifen,
- λ die benutzte Wellenlänge für Vakuum,
- L die doppelte Länge der Gassäule im Rohr R_2 (Fig. 4).
- Δp den auf 0°C und den 45° Breitengrad reduzierten Betrag der Druckänderung in mm Hg-Druck,
- t die Temperatur des Gases in R_2 ,
- α den Spannungskoeffizienten des Gases.

Zur Bestimmung von n im Sichtbaren wurden mit einer, an Stelle von S_2 (Fig. 1) eingefügten Linse die Michelsons Spiegel s_1 und s_2 auf den Spalt eines Zeiss'schen Monochromators abgebildet; Spalt und Streifen waren parallel. Im oberen Teile des Gesichtsfeldes erschien das mit Streifen durchsetzte Spektrum, während in den unteren Teil mit einem totalreflektierenden Prisma die Spektrallinien, für die das n bestimmt werden sollte, hineingeworfen wurden.

Für das Ultrarot mußte eine kleine Umformung der Formel vorgenommen werden; denn da die Verschußplatten der Röhren nicht gleich dick waren (§ 8), war nach Einsetzen der Röhren die Energieverteilung des Interferenzsystems infolge der Inhomogenität der Reststrahlen verändert; es wurde also infolge der Verschiedenheit der Lichtwege ein wenn auch nur um geringes, so doch meßbar falsches n und λ vorgetäuscht. So wurde nach Formel 1 für $n \cdot \lambda \cdot 2s$ eingesetzt und dieses $2s$ auf folgende Weise bestimmt. Nach Einsetzen der Röhren wurde das Interferenzsystem, soweit es zur Brechungsmessung in Frage kam, bei kommunizierenden Röhren neu durchgemessen („Eichkurve des Systems“). Vor Beginn der Druckänderung wurde der Anfang des Interferenzsystems durch Spiegelverschiebung aufgenommen, bis ein Maximum oder Teilmaximum mit dem entsprechenden der Eichkurve des Systems identifiziert werden konnte; dann bei fester Spiegelstellung der Druck variiert; endlich, auf die gleiche Weise wie am Anfang der Messung, festgestellt, welche Stelle des Streifensystems am Ende der Druckvariation auf das Thermoelement fiel. Aus diesen Messungen ergab sich unter Berücksichtigung der Spiegelverschiebung und der des Systems der Wert für die

doppelte Spiegelverschiebung $2s$, die dem der Druckänderung Δp entsprechenden Produkt von $n \cdot \lambda$ äquivalent war.

Als Spektrallinien im Sichtbaren wurden gewählt¹⁾:

Hg grün 5461,0 Å. Hg gelb₂ 5790,5 Å.

Hg gelb₁ 5769,5 Å. H₂ rot 6563,0 Å.²⁾

Im Ultrarot wurde die im ersten Teile der Arbeit bestimmte Eigenschwingung des Kalkspates = 67632 Å. benutzt.

Die Druckänderung Δp , die durch Heben oder Senken des Quecksilbergefäßes B (Fig. 4) bei geschlossenen Hähnen 1, 3, 4 und bei geöffnetem Kapillarröhren 2 in dem Rohre R_2 bewirkt wurde, konnte mittels des Manometers M mikroskopisch auf 0,05 mm genau gemessen werden.

Die Verschlussplatten der Röhren bestanden aus planparallelen Flußspatplatten; die beiden an R_1 aufgekitteten waren zusammen 6,07 mm, die an R_2 6,22 mm dick. L ergab sich mit den Mitteln des Eichmaßes gemessen zu 1052,8 mm.

Für α wurde der Spannungskoeffizient der Versuchsgase eingesetzt; zwar ergaben frühere Arbeiten [V. v. Lang³⁾, Benoit⁴⁾, Walker⁵⁾], daß für α ein vom Spannungskoeffizienten etwas verschiedener Wert α^* angenommen werden müsse; jedoch weichen die Angaben für die Korrektion nicht nur der Größe, sondern sogar dem Vorzeichen nach von einander ab.⁶⁾

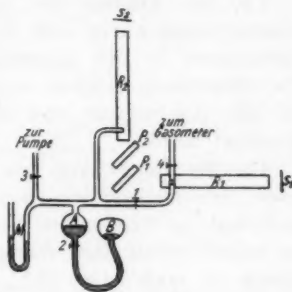


Fig. 4.

1) Von einer weiteren Ausdehnung des Meßgebietes nach dem Violett hin wurde abgesehen, da eine Fortsetzung der Brechungsmessungen im Gebiet von Hg-grün bis ins Ultraviolett im gleichen Institut vorbereitet wird.

2) Eine mit etwas H₂ gefüllte Geißleröhre mit Hg-Elektroden gab alle 4 Linien.

3) V. v. Lang, Wiener Ber. 49. II. 1874.

4) Benoit, Journ. d. Phys. 8. S. 451. 1889.

5) Walker, Phil. Trans. Roy. Soc. 201. S. 435. 1903.

6) Eine Klärung dieser Frage mußte einer späteren Arbeit vorbehalten bleiben, da die Flußspatoptik zu wertvoll war, als daß sie bei Anwendung höherer Temperaturen der Gefahr des Springens ausgesetzt werden durfte.

Ein Fehler in n war bei $\frac{1}{10}$ Streifenbreite Genauigkeit in jeder Einzelmessung kleiner als $0,1\%$, in Δp kleiner als $0,05\%$, in dem Faktor $(1 + at)$ ebenfalls kleiner als $0,05\%$. Da die Fehler, die die Ergebnisse nur in einer Richtung beeinflussen konnten, wie Fehler in L , in z , bei der Reduktion von Δp auf den 45. Breitengrad, auf weniger als $0,01\%$ herabgedrückt waren, so muß für die Mittelwerte der Messungen die Fehlergrenze zu $0,02\%$ angenommen werden.

§ 9. Zur Füllung des auf Hochvakuum ausgepumpten Röhrensystems wurde Luft durch konzentrierte Kalilauge und Chlorealcium in die Apparatur eingelassen; das kontinuierliche Einstromen geschah so langsam, ($1\frac{1}{2}$ l in $\frac{1}{2}$ Stunde), daß alle Kohlensäure und aller Wasserdampf aus der Luft absorbiert wurde.

Das zur Darstellung von reinem Argon benutzte Rohgas wurde vom anorganisch-chemischen Institut der technischen Hochschule zu Breslau zur Verfügung gestellt. Als Rückstand aus wiederverdampfter flüssiger Luft bei Linde gewonnen, enthielt es noch etwa 15% Verunreinigungen (etwa 1% O₂ und 14% N₂).

Andere Edelgase konnten, wie eine Kombination ihrer Prozentgehalte in Luft¹⁾ mit ihren Siedepunkten ergab, die Brechungsmessungen an Argon nicht merklich stören.

§ 10. Zur Absorption von N₂ wurde ein Gemisch von Ca + 5% Ca₃N₂, das in einem verlöteten Eisenrohr in Hellglut miteinander verschmolzen war, benutzt. Diese Legierung absorbiert, so lange noch unangegriffenes Ca da ist, bei 350° C den Stickstoff vollständig.²⁾ An das elektrisch heizbare Stickstoffabsorptionsrohr R_2 (Fig. 5), das in einem Drahtkästchen Stücken der Legierung enthielt, waren die anderen Reinigungsapparate angeschlossen. Durch zwei mit konzentrierter Kalilauge (F_1) und konzentrierter Schwefelsäure (F_2) beschickte Waschflaschen strömte das Rohgas aus dem Gasometer (G)

1) Gehlhoff, Phys. Ztschr. 14. S. 838. 1913.

2) Diese elegante Methode verdanke ich Hrn. Prof. Dr. O. Ruff, der sie mir noch vor Veröffentlichung (Otto Ruff und Helmuth Hartmann, Zeitschr. f. anorg. u. allgem. Chemie. 121. S. 167. 1922) zur Verfügung stellte. Hierfür sowie für die Überlassung des Rohargons sei auch an dieser Stelle der beste Dank ausgesprochen.

durch die Hähne (H_1 und H_2) in die Reinigungsapparatur (von H_2 bis H_8), die vorher bis auf die Flaschenreihe $H_4F_3 \cdot F_6H_5$ luftleer gepumpt war; dann wurde mit dem Heizen begonnen, wobei der durch Ausdehnung entstehende Überdruck bei geschlossenen Hähnen H_3 und H_7 durch Öffnen von H_8 ausgeglichen wurde. (H_3 war im weiteren Verlauf geschlossen, H_4 und H_5 dauernd geöffnet.) In R_1 befand sich hellglühendes Kupfer zur Sauerstoff-, in R_3 rotglühendes Kupferoxyd zur Wasserstoffabsorption. Da in der benutzten Legierung geringe Spuren von Phosphor und (allerdings nur bei einem nicht benutzten Vorversuche der Darstellung, offenbar durch ein Versehen beim Verlöten des Eisenrohres) Calciumcarbid nachgewiesen werden konnte, mußten außer CO_2 und H_2O (Verbrennungsprodukte in R_3) und NH_3 noch C_2H_2 , C_2H_4 und PH_3 absorbiert werden. Dies geschah in den Flaschen F_3 bis F_6 ; F_3 enthielt konzentrierte Kalilauge, um Kohlendioxyd; F_4 Kupfersulfatlösung, um Phosphorwasserstoff; F_5 in konzentrierter Schwefelsäure gelöstes Vanadinsäureanhydrid, um Kohlenwasserstoffe; und F_6 konzentrierte Schwefelsäure, um Ammoniak und Wasserdampf zu absorbieren. Im U-Rohr P befand sich umsublimiertes — von niederen Oxyden freies — Phosphorpentoxyd. Das Gas wurde durch den Zirkulationsanbau (A, Z, H_6, H_7) bei geschlossenem H_3 in dauerndem Kreisen in der Richtung R_1, R_2, R_3, P, R_1 gehalten. Durch Heben (oder Senken) des Quecksilbergeäßes A bei entsprechend offenem H_7 und geschlossenem H_6 (oder umgekehrt) wurde das Gas nach R_1 gedrückt (oder aus P gesaugt). Der durch Absorption entstandene Unterdruck wurde durch Einlassen von neuem Rohgas ausgeglichen, bis keine Absorption mehr stattfand. Proben des Gases wurden in einer hinter H_8 angeschmolzenen, mit den Pumpen verbundenen Spektralröhre untersucht. Als spektral keine Verunreinigungen mehr zu beobachten waren, außer einer Spur von H_2 , der offenbar in geringen Mengen von den Aluminiumelektroden festgehalten

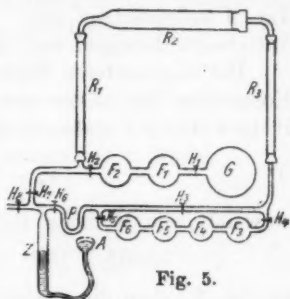


Fig. 5.

worden war, wurde nach etwa dreistündigem Zirkulieren das Argon in das auf Hochvakuum ausgepumpte Röhrensystem (Fig. 4, § 8) eingelassen.

Meßergebnisse.

§ 11 *An Luft* wurden für jede Wellenlänge im Sichtbaren 12, im Ultrarot 9 Messungen angestellt, deren Ergebnisse in Tab. 3 aufgezeichnet sind. Die wahrscheinlichen Fehler dieser Mittelwerte bewegen sich zwischen 0,5 und 0,7.

Die beobachteten Werte wurden zur Berechnung der zwei Konstanten der — für eine Eigenschwingung spezialisierten — Helmholtz-Kettlerschen Formel:

$$(3) \quad \nu_0 - 1 = \frac{C}{n_0^2 - n^2}$$

verwandt; die Methode der kleinsten Quadrate ergab:

$$C = 5,3632 \times 10^{27}; \quad n_0^2 = 18537 \times 10^{27}.$$

In Tab. 3 geben die zweite und dritte Spalte die den Wellenlängen in Spalte 1 zugeordneten Brechungsquotienten an, die durch Beobachtung bzw. Berechnung erhalten wurden; Spalte 4 zeigt die Differenz zwischen beobachteten und berechneten Werten.

Tabelle 3.

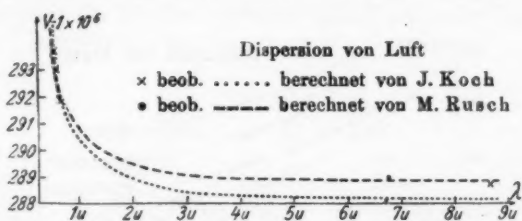
$6763,2 \times 10^{-7}$	$2889,5 \times 10^{-7}$	$2889,1 \times 10^{-7}$	$+ 4 \times 10^{-8}$
656,30	2920,0	2921,7	- 17
579,05	2931,6	2931,2	+ 4
576,95	2932,3	2931,5	+ 8
546,10	2936,5	2936,6	- 1

Tabelle 4.

Beobachter	Jahr	$(\nu_0 - 1)D \times 10^7$
Walker	1903	2928
Scheel	1907	2916
Herrmann	1908	2939
Rentschler	1908	2924
Ahrberg	1909	2918
Cuthbertson	1909	2929
Kesseler	1909	2917
Koch	1909	2930
Loria	1909	2922
Gruschke	1910	2939
Posepjal	1917	2920
Traub	1920	2926
diese Arbeit	1922	2930

Zum Vergleich sind in Tab. 4 die seit 1900 gemessenen Werte für den Brechungsquotienten der Luft bei Natriumlicht zusammengestellt. Die Werte sind außer denen von Loria¹⁾, Posepjal²⁾ und Traub³⁾ aus dem Tabellenwerk Landolt und Börnstein, 4. Aufl., 1912. Der sich aus vorliegender Arbeit ergebende Wert stimmt mit denen von J. Koch und C. und M. Cuthbertson überein.

Kurve 3 zeigt die von J. Koch⁴⁾ und dem Verf. gemessenen Werte und die durch die Formeln erhaltenen Kurven. Der



Kurve 3.

in dieser Arbeit gewonnenen Kurve paßt sich außer den Werten im Sichtbaren auch der für die Eigenschwingung des Gipses von Koch erhaltene an. Dieser Frequenzbereich ist aber wesentlich schärfer und einheitlicher als der des Kalkspates; die erste der im § 2 angeführten Fehlerquellen kommt kaum mehr in Betracht; aus dem Einpassen dieses Wertes aber in die Kurve läßt sich dann die Vermutung ziehen, bei Gips sei die Abhängigkeit der Eigenschwingung von der Temperatur der Reststrahlenplatten nicht so groß, daß sie bei der von J. Koch angewandten Methode beachtet zu werden braucht. Messungen hierüber fehlen jedoch noch.

§ 12. Die aus je 15 Einzelmessungen gemittelten Brechungsquotienten für Argon (die wahrscheinlichen Fehler sind 0,3 bis 0,4) sind in Tab. 5 (Spalte 2) und Kurve 4 dargestellt.

Die Konstanten der Formel 3 (§ 11) ergeben sich zu:

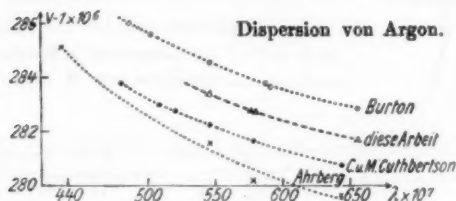
$$C = 4,216 \times 10^{27} \quad n_0^2 = 15177 \times 10^{27};$$

- 1) St. Loria, Ann. d. Phys. **29**. S. 619. 1909.
- 2) V. Posepjal, Ann. d. Phys. **53**. S. 638. 1917.
- 3) W. Traub, Ann. d. Phys. **61**. S. 533. 1920.
- 4) J. Koch, Nov. Act. Reg. Soc. Scient. Upsal. Ser. IV. **22**. Nr. 5.

mit ihnen sind die berechneten Werte in Spalte 3 erhalten während Spalte 4 die Abweichungen zwischen berechneten und beobachteten Werten angibt.

Tabelle 5.

6763,2 $\times 10^{-7}$	2778,0 $\times 10^{-7}$	2778,2 $\times 10^{-7}$	- 2 $\times 10^{-8}$
656,30 "	2817,6 "	2816,7 "	+ 9 "
579,05 "	2827,7 "	2827,9 "	- 2 "
567,95 "	2828,2 "	2828,3 "	- 1 "
546,10 "	2833,8 "	2834,2 "	- 4 "



Kurve 4.

Zum Vergleich sind aus den früheren Arbeiten von Burton¹⁾, Ahrberg²⁾ und C. und M. Cuthbertson³⁾ in Kurve 4 die Refraktionswerte im Sichtbaren und in Tab. 6 die von Cuthbertson berechneten Konstanten der 3 Arbeiten und die zugehörigen Werte von $(\nu_0 - 1)_{\lambda=\infty}$ zusammengestellt. In beiden sind die Resultate der vorliegenden Arbeit eingefügt. (C ist mit Cuthbertson verdoppelt, um einen Vergleich mit zweiatomigen Gasen anstellen zu können.) Unter „diese Arb. I“ sind die ohne den ultraroten Wert berechneten Konstanten angegeben.

Tabelle 6.

Beobachter	$2C \times 10^{-27}$	$n^2_0 \times 10^{-27}$	$(\nu_0 - 1)_\infty 10^7$
Burton	9,124	16 335	2799
Ahrberg	7,437	13 516	2751
Cuthbertson	9,4326	17 009	2773
diese Arb. I	9,0942	18 348	2781
diese Arb. II	8,4321	15 177	2778

1) W. Burton, Proc. Roy. Soc. A. 80. S. 404. 1908.

2) Ahrberg, Dissertation. Halle 1909.

3) C. u. M. Cuthbertson, Proc. Roy. Soc. A. 84. S. 13. 1911.

Sieht man von Ahrberg ab, dessen Meßmethode nicht die nötige Genauigkeit liefert, so sind die Abweichungen der einzelnen Beobachtungen wohl auf geringe Spuren von Verunreinigungen des schwer zu isolierenden Gases zurückzuführen. Die Dispersion ist in allen drei Arbeiten die gleiche.

§ 13. Die deutlich aus dem Bereich der wahrscheinlichen Fehler herausfallenden, wenn auch geringen, Abweichungen der Werte für die rote Wasserstofflinie gaben Veranlassung zur Untersuchung des Gültigkeitsbereiches der Formel 3 (§ 11). Es wurden die für das sichtbare Gebiet geltenden Konstanten (mit I bezeichnet) errechnet.

Tabelle 7.

 $(\nu_0 - 1) \times 10^7$ für Luft

$\lambda \times 10^7$ cm	beob.	ber. I	ber. II	Δ I	Δ II
6763,2	2889,5	2883,1	2889,1	+ 6,4	+ 0,4
656,30	2920,0	2920,4	2921,7	- 0,4	- 1,7
579,05	2931,6	2931,3	2931,2	+ 0,3	+ 0,4
576,95	2932,3	2931,6	2931,5	+ 0,7	+ 0,8
546,10	2936,5	2936,7	2936,6	- 0,2	- 0,1

 $(\nu_0 - 1) \times 10^7$ für Argon

$\lambda \times 10^7$ cm	beob.	ber. I	ber. II	Δ I	Δ II
6763,2	2778,0	2781,8	2778,2	- 3,8	- 0,2
656,30	2817,6	2817,5	2816,7	+ 0,1	+ 0,9
579,05	2827,7	2827,9	2827,9	- 0,2	- 0,2
576,95	2828,2	2828,2	2828,3	\pm 0,0	- 0,1
546,10	2833,8	2833,8	2834,2	\pm 0,0	- 0,4

Tabelle 8.

Für Luft

	$C \times 10^{-27}$	$n_0^2 \times 10^{-27}$	$(\nu_0 - 1)_\infty \times 10^7$
Diese Arbeit I	4,6756	16 219	2883
C. u. M. Cuthbertson ¹⁾ . . .	4,6463	16 125	2885
Diese Arbeit II	5,3632	18 537	2889

Aus dem Vergleich der Abweichungen Δ I und Δ II in der Tab. 7 ist zu ersehen, daß Formel 3 (§ 11) nur für ein kleines Gebiet die beobachteten Werte mit genügender Genauigkeit darstellt. Eine mehr oder minder experimentelle mehrkonstantige Formel zu versuchen, hat zurzeit wenig Interesse.

So sei zum Schluß nur noch auf eine Regelmäßigkeit

1) C. u. M. Cuthbertson, Proc. Roy. Soc. A. 83. S. 151. 1910.

hingewiesen, die in dem Größerwerden des Wertes ($\nu_{\lambda \rightarrow \infty} - 1$) für Luft mit nach dem Ultrarot hin verschobenem Meßbereich in Tab. 9 dargestellt ist.

Tabelle 9.

Forscher	Gebiet	$(\nu_{\lambda \rightarrow \infty} - 1) \times 10^7$
Traub ¹⁾	185–546 $\mu\mu$	2876
Cuthbertson . .	481–656 „	2885
Diese Arbeit . .	546–6763 „	2889

§ 14. Zusammenfassung. Es wird der Schwerpunkt des Kalkspateigenschwingungsgebietes zu $6763,2 \times 10^{-7}$ cm bestimmt und qualitativ dessen Wachsen mit zunehmender Erwärmung der Reststrahlplatten festgestellt.

Im zweiten Teile wird der Brechungsquotient der Luft und des an Ort und Stelle gereinigten Argons mit Hilfe des Michelsonschen Interferenzapparates an 5 Stellen des Gebietes 546 bis 6763 $\mu\mu$ gemessen und festgestellt, daß das von J. Koch im Ultrarot gemessene Wiederansteigen der Dispersionskurve für Luft durch Fehler der Methode bedingt ist. Endlich wird gezeigt, daß die Formel $\nu_0 - 1 = \frac{C}{n_0^2 - n^2}$ nur in einem beschränktem Gebiet die beobachteten Werte wiedergibt.

Vorstehende Arbeit wurde im physikalischen Institut der Universität Breslau ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, Hrn. Geheimrat Prof. Dr. O. Lummer für Überlassung der Apparate und wohlwollendes Interesse, besonders aber Hrn. Prof. Dr. E. Buchwald für Anregung und viele wertvolle Ratschläge meinen besten Dank auszusprechen.

Danzig-Langfuhr, im Oktober 1922.

1) W. Traub, Ann. d. Phys. 61. S. 533. 1920.

(Eingegangen 30. Oktober 1922.)

3. *Über Leitfähigkeitserregung bei Hitzeaustreiben der Phosphore; von E. Rupp.*

(Aus dem Radiologischen Institut der Universität zu Heidelberg.)

Die Untersuchungen der Herren Lenard und Saeland¹⁾ und neuerdings Gudden und Pohl²⁾ über Leitfähigkeitsänderung bei Erregung der Phosphore durch Licht ließen vermuten, daß auch die Lichtemission der erregten Phosphorzentren mit einer Leitfähigkeitsänderung verbunden sein könnte, welche um so deutlicher in Erscheinung treten wird, je kürzer die Zeit des Abklingens, also je größer die Zahl der in der Zeiteinheit zurückkehrenden erregten Elektronen³⁾ durch äußere Eingriffe (Austreiben des Phosphorlichtes durch Wärme, Ultrarot, elt. Feld) gewählt werden kann. Für den Fall des Ausleuchtens mit Ultrarot konnte auch von den Herren Gudden und Pohl⁴⁾ bei ZnMn eine solche Leitfähigkeits-erregung gefunden werden, während sie sich bei ZnCu und anderen Phosphoren nicht zeigte. Bei der besonders großen Ausleuchtung des ZnMn-Phosphors⁵⁾ wird dieses Ergebnis verständlich, da nur bei ihm obige Forderung auf möglichste Verkürzung der Abklingungszeit sich leicht beim Ausleuchten erreichen läßt. Bei ZnCu hingegen tritt an Stelle der Ausleuchtung kräftige Tilgung⁶⁾ ohne Lichtemission und damit das Fehlen nachweisbarer Leitfähigkeitsänderung.

1) Ann. d. Phys. 28. 1909. Vgl. auch F. Schmidt, Ann. d. Phys. 44. 1914. Diese Leitfähigkeitsänderung wurde von Hrn. Lenard in „Ausleuchtung und Tilgung der Phosphore durch Licht“ III. S. 80. Heidelb. Akad. 1918 als „innere aktinodielektrische Wirkung“ charakterisiert.

2) Zeitschr. f. Physik II. u. III. 1920.

3) Vgl. über den Mechanismus des Leuchtens der Phosphore: P. Lenard, Ausleuchtung und Tilgung der Phosphore durch Licht I. S. 7 ff. Heidelberg. Akad. 1917.

4) Zeitschr. f. Physik III. 1920.

5) Vgl. „Ausleuchtung und Tilgung“ III. S. 63.

6) ZnCu α zeichnet sich vor allen anderen Phosphoren durch stark ausgeprägte Tilgung aus. Vgl. „Ausleuchtung und Tilgung“ III. S. 57.

Eine Leitfähigkeitserregung bei Austreiben des Phosphorlichtes durch Wärme wurde in den hier zu beschreibenden Versuchen in der Tat bei allen Phosphoren gefunden. Gleichzeitig wurde ihre Verknüpfung mit der Lichtemission eingehend untersucht.¹⁾

Zur Messung wurde der in ausgebreiteter Schicht voll durcherregte Phosphor in einen einfachen, auf einem Heizblech liegenden Plattenkondensator mit Glimmerisolation eingefüllt. An den Kondensatorplatten, deren obere mit einem kleinen Gewicht beschwert war, lag das variable Feld. Kondensator und Spannungsbatterie waren in Reihe geschaltet mit einem Drehspulgalvanometer von Hartmann & Braun (größte Empfindlichkeit bei 2,5 m Skalenabstand $2 \cdot 10^{-11}$ Wb., Schwingungsdauer 18 Sek.), das die bei der Erhitzung frei werdenden Elektrizitätsmengen — im folgenden kurz als Leitfähigkeitsänderung bzw. -erhöhung bezeichnet — ballistisch maß. Das Heizblech wurde bei aufgesetztem Kondensator durch Schmelzen geeigneter Stoffe geeicht; die Stärke des Heizstromes war so gewählt, daß auch die sehr langen Zentren in kurzer Zeit zur Austreibung kamen. Eine der ersten Messungen an CaCu sei hier mitgeteilt, die auch über den Temperaturkoeffizienten der Leitfähigkeit des Phosphors Auskunft gibt. Das Feld betrug 80 Volt/cm. Die Schichtdicke war durch Auswägen bestimmt. Die angegebenen Ausschläge sind immer Erstausschläge, die Dauerausschläge der Ohmschen Leitfähigkeit lagen 2—3 Sk. unter den Erstausschlägen.

Man erkennt deutlich den geringen Anteil der durch Ohmsche Leitfähigkeit (6 Sk.) und durch den Temperaturkoeffizienten des Phosphormaterials (Ausschlag bei Heizung des ausgetriebenen Phosphors $11 - 6 = 5$ Sk. bei Erhitzung von Zimmertemperatur bis ungefähr 440°C.) frei werdenden Elektrizitätsmengen gegenüber der durch Erhitzen des erregten

1) Eine Leitfähigkeitserregung bei Austreiben durch ein elektrisches Feld wurde bis jetzt noch nicht untersucht, ist aber aus dem Ergebnis vorliegender Untersuchung bestimmt zu erwarten, da die Leitfähigkeitsänderung sich als Funktion der Lichtemission des Phosphors erweist, unabhängig von der Art des Austreibens. Auch das normale Abklingen bei Zimmertemperatur wird mit einer der Schnelligkeit des Abklingens entsprechenden, jedoch bei ihrer Geringfügigkeit schwer zu messenden Leitfähigkeitsänderung verbunden sein.

Tabelle I. $\text{CaCu } \alpha$.

Meßbedingungen		Ausschlag Sk.
Bei voll erregtem Phosphor:	ohne Feld: Nullstellung	0
	mit Feld	6
	erhitzt mit 8,2 Wb. (440°C)	122
Bei jetzt ausgetriebenem Phosphor:	Heizung abgeschaltet	5
	Heizung wieder angeschaltet w. o.	11
	ohne Feld mit Heizung	3
	ohne Heizung und ohne Feld	0
Ohne Phosphor:	mit Heizung und Feld	2

Phosphors erhaltenen Leitfähigkeitsänderung ($122 - 11 = 111$ Sk.). Dieser Erstausschlag von 122 Sk. ging entsprechend der Dämpfung des Galvanometers langsam wieder gegen 11 Sk. zurück. Daß es sich tatsächlich um Leitfähigkeitserhöhung während der Lichtemission handelt, erkennt man am Fehlen des Ausschlags am bereits ausgetriebenen Phosphor, wobei bei angelegter Heizung nur ein der Ohmschen Leitfähigkeit und dem Temperaturkoeffizienten entsprechender Ausschlag einsetzt, bei abgeschalteter Heizung und ohne Feld das Galvanometer jedoch in seiner Nullstellung verharret. Die Änderung der Leitfähigkeit der Glimmerisolation kann, wie aus der letzten Zeile der Tabelle ersichtlich, bei größeren Ausschlägen vernachlässigt werden.

CaS ohne Metallzusatz, nach Art des Phosphors geglüht, zeigt keine Wirkung als die der Ohmschen Leitfähigkeit entsprechende. Erhitzung mit kleiner Bunsenflamme (Kondensator auf Asbest) gab 108 Sk. Ausschlag unter denselben Verhältnissen wie in Tab. I. Stromwenden gab dieselben Werte.

Mißt man bei verschiedenen Heizstromstärken nacheinander die zugehörigen Leitfähigkeitsänderungen, so muß, falls die Leitfähigkeitsänderung mit der bei einem bestimmten Heizstrom ausgetriebenen Lichtenergie zusammenhängt, die Summe der einzeln frei gewordenen Elektrizitätsmengen mit der bei größtem Heizstrom erregten Menge des erneut belichteten Phosphors übereinstimmen. Dies zeigen in der Tat die Messungen an $\text{CaCu } \alpha$ der Tab. II. Gleiche Meßbedingungen wie oben. Messung 5 Min. nach Schluß der Erregung.

Tabelle II. CaCu a.

Heizstrom Wb.	Leitfähigkeits- änderung Sk.
nacheinander 2	12
4	72
6	34
8	0
auf einmal 8	118
	126

Die Größe des Ausschlags richtet sich dabei nach der bei einer bestimmten Heizstromstärke zur Ausleuchtung kommenden Zentrenzahl, daher bei 4 Wb. (Zentren mittlerer und längerer Dauer: der Hauptteil der Zentren des CaCu-Phosphors) der größte Ausschlag. Bei 8 Wb. (420° C.) leuchtet der Phosphor nur noch fahl, der noch verbleibende Rest an Zentren längster Dauer hätte nicht mehr merkbar zum gemessenen Ausschlag beigetragen, so daß höhere Heizstromstärken nicht angewendet wurden, um die Mitwirkung des Temperaturkoeffizienten auf möglichst geringem Prozentsatz der Gesamtänderung zu halten. Bei den weiteren Messungen wurde daher unmittelbar 8 Wb. Heizstrom zur Austreibung eingeschaltet.

Außer bei ausgetriebenem Phosphor und reinem CaS blieb die Leitfähigkeitsänderung auch aus, wenn man den Phosphor *druckzerstörte*. Ein CaCu-Präparat, in obiger Weise gemessen, ergab 80 Sk. Leitfähigkeitsänderung; durch längeres Reiben zwischen Glasplatten teilweise druckzerstört, ging der Ausschlag auf 62 Sk. zurück. Noch weitere Druckzerstörung durch kräftige Hammerschläge ließ die Leitfähigkeitsänderung auf 36 Sk. sinken, also eine Abnahme der Leitfähigkeitsänderung von über 50 Proz. Man konnte dabei auch einen deutlichen Rückgang des Leuchtens beobachten.

Das Hitze austreiben der Phosphore verursacht also eine mit der Lichtemission eng verbundene Leitfähigkeitserhöhung.

Messungen an anderen Phosphoren bei voller Erregung mit der Quecksilberlampe und ungefähr 200 Volt/cm Feld, gemessen 5 Min. nach Schluß der Erregung, Heizstrom 8 Wb., sind im folgenden zusammengestellt.

Tabelle III.

Phosphor	Leitfähigkeits- erhöhung Sk.	Temp.- Koeffiz. Sk.	Phosphor	Leitfähigkeits- erhöhung Sk.	Temp.- Koeffiz. Sk.
CaBi a .	128	7	ZnCu .	184	15
SrBi . .	67	7	ZnMn .	213	16
BaBi . .	48	9	CaOBi .	9	10
CaCu . .	97	8	CaOCu .	11	12
SrCu . .	62	8			

Die zweite Spalte gibt die reine Leitfähigkeitserhöhung, die dritte den dem *Temperaturkoeffizienten* entsprechenden Erstausschlag bei Erwärmen von Zimmertemperatur auf ungefähr 420° C. Da die gemessenen Phosphore infolge ihrer verschiedenen Erregungs- und Tilgungsverteilung durch das volle Licht der Quecksilberlampe recht verschieden gut erregt werden, lassen sich die Ausschläge nicht miteinander vergleichen. Die Oxydphosphore waren bei der gewählten Heizstromstärke noch nicht ganz ausgetrieben. Doch wurde von weiterer Erwärmung abgesehen, da der Einfluß des Temperaturkoeffizienten verhältnismäßig sehr stark hervortrat. Bei den Erdalkaliphosphoren untereinander zeigen sich die *Ausschläge abhängig von der Erregungs- und Zentrenverteilung* in Einklang mit der Kenntnis der Lichtemission dieser Phosphore. So ist die frei gewordene Elektrizitätsmenge bei BaBi kleiner als bei SrBi, da die Erregungsverteilung des BaBi (d_1 bei 470 μ , d_2 bei 360 μ) in bezug zu den Hg-Linien ungünstiger liegt als die des SrBi (d_1 bei 440 μ , d_2 bei 390 μ); und so stehen BaBi und SrBi hinter CaBi zurück, entsprechend der größeren Zahl Zentren langer und mittlerer Dauer bei CaBi. Dasselbe gilt auch für SrCu gegenüber CaCu. Die Sauerstoffphosphore geben recht geringe Ausschläge, entsprechend der geringen erregenden Absorption ihrer bei Zimmertemperatur tief im unteren Momentanzustand befindlichen Zentren.¹⁾ Die Zinksulfidphosphore jedoch ergeben weit größere Leitfähigkeiten sowie auch größere Temperaturkoeffizienten als die Erdalkaliphosphore, was mit einer größeren Beweglichkeit der Elektrizität

1) Quantitative Untersuchung der erregenden Absorption der Sauerstoffphosphore bei E. Rupp, „Über erregende Absorption und Tilgung der Phosphore“. Heidelb. Diss. v. 12. Mai 1922.

transportierenden Teilchen (Elektronen, Ionen) in den kristallinen Zinksulfiden zusammenhängen dürfte. Vgl. weiter unten.

Die *Abhängigkeit der Leitfähigkeitsänderung vom Feld* ist in Fig. 1 wiedergegeben.

CaBi unter denselben Bedingungen wie Tab. III gemessen.

Die frei werdenden Elektrizitätsmengen sind von mittleren Feldstärken ab nahe proportional dem angelegten Feld, während

**Abhängigkeit der Leitfähigkeits-
erhöhung vom angelegten Feld**

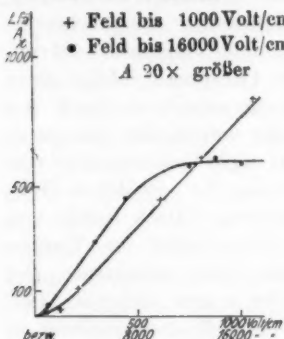


Fig. 1.

für kleine Felder der Ausschlag langsamer anwächst. Bei etwa 7000 Volt/cm biegt die Kurve zur Sättigung um, die bei 14000 Volt/cm (angelegte Spannung 350 Volt) erreicht wird. Bei proportionalem Anstieg ist die Wanderungsgeschwindigkeit der Ladungsträger proportional dem angelegten Feld; der Sättigungsteil der Kurve hingegen ist unabhängig von der Wanderungsgeschwindigkeit, denn hier gelangen sämtliche bei Hitze-austreiben frei gewordenen Elektrizitätsmengen zur Messung. Ein Vergleich der Elektrizitätsmengen

bei Sättigung für verschiedene Phosphore gäbe ein Mittel in die Hand, die Zahl der Elektrizitätsträger zu bestimmen und bei bekanntem Metallgehalt des Phosphors die pro Metallatom frei gewordenen Elementarquanten zu errechnen.

Die *Abhängigkeit der Leitfähigkeitsänderung von der voll-
erregten Schichtdicke* zeigt Tab. IV.

CaCu. Meßbedingungen wie Tab. III. Feld 500 Volt/cm.

Tabelle IV.

Dicke der Schicht mm	Leitfähigkeits- änderung Sk.	Leitfähigkeits- änderung Dicke
0,048	151	30
0,10	312	31

Man erkennt genaue Proportionalität der Leitfähigkeitserhöhung mit der Schichtdicke unter gleichem Feld.

Zahlenmäßige Auskunft über diese Leitfähigkeitserregung bei Hitze austreiben der Phosphore verglichen mit deren Lichtemission ließen sich gewinnen durch Ermittlung dieser Lichtemission, also durch *Lichtsummenmessungen*. Der Phosphor wurde mit der Hg-Lampe verschieden lang erregt, dann 5 Min. nach Schluß der Erregung seine Lichtsumme lichtelektrisch gemessen.¹⁾ Daraufhin wurde er nochmals dieselbe Zeit erregt, das Kondensatorfeld 150 Volt/cm angelegt, nach 5 Min. mit 8 Wb. Heizstrom plötzlich ausgetrieben und der Ausschlag ermittelt. Tab. V gibt eine Zusammenstellung solcher Messung für CaBi und CaCu.

Tabelle V.

Phosphor	Lichtsumme Sk.	Leitfähigkeitserhöhung Sk.	Lichtsumme Leitfähigkeitserhöhung	Phosphor	Lichtsumme Sk.	Leitfähigkeitserhöhung Sk.	Lichtsumme Leitfähigkeitserhöhung
CaBi	87 268 412	12 36 55	7,2 7,5 7,5	CaCu	23 49	38 80	0,60 0,61

Aus der Tabelle ergibt sich eine *vollständige Parallelität* zwischen *Leitfähigkeitserhöhung bei Hitze austreiben* und *Lichtsumme* der Phosphore. Man kann also bei ein und demselben Phosphor aus Leitfähigkeitsmessungen quantitativ die Lichtemission bestimmen.

Um dieses Ergebnis noch eingehender zu prüfen, wurde die *spektrale Verteilung der Lichtemission* eines CaBi a bei Erregung mit den Quecksilberlinien durch Lichtsummen- und Leitfähigkeitsmessungen ermittelt.²⁾ Die Leitfähigkeiten wurden unter denselben Bedingungen wie Tab. V gemessen. Die gewonnenen Ergebnisse zeigt Tab. VI.

1) Vgl. P. Lenard, Über Lichtsummen der Phosphore, S. 4ff. Heidelb. Akad., ferner E. Rupp, Heidelb. Diss. S. 8. 1922.

2) Über Einrichtung des Spektralapparates und Art der Messungen vgl. „Lichtsummen“ S. 5 und E. Rupp, Diss.

Tabelle VI. CaBi a.

λ	Leitfähigkeits- erhöhung	Lichtsumme	Lichtsumme Leitfähigkeits- erhöhung
$\mu\mu$	Sk.	Sk.	
435	86	261	2,93
404	63	198	3,15
365	55	162	2,94
300	68	208	3,06
253	47	148	3,15

Die Spalte 4 gestattet den Vergleich der Messungen untereinander, wobei der Quotient sich als gut konstant erweist. Wieder erkennt man *vollständige Proportionalität der lichtelektrisch gemessenen Lichtsumme mit der Leitfähigkeitserhöhung*, soweit die Genauigkeit der Messungen reicht, und zwar sowohl bei Erregung mit unzerlegtem Licht wie bei spektraler Erregung des Phosphors mit einzelnen Wellenlängen. Es läßt sich also die spektrale Verteilung der Lichtemission eines Phosphors aus Messung der Leitfähigkeitsänderung bei Hitzeaustreiben gewinnen, was unter Umständen einen weitgehenden Vorteil gegenüber der lichtelektrischen Methode der Lichtsummenmessungen bieten kann. Die Messungen können schneller einander folgen, das Meßgerät ist bedeutend einfacher und durchsichtiger. Langwellige Phosphorbanden können ebenfalls gemessen werden. Nur bei Banden, die erst bei sehr hohen Temperaturen ausgetrieben werden, so daß der Temperaturkoeffizient wesentlich hervortritt, versagt die Methode.

Als Anwendungsbeispiel dieses neuen Weges zur Messung der Lichtsumme sei hier die *Abklingung eines ZnCu α -Phosphors* mitgeteilt. Der Phosphor wurde mit dem Gesamtlicht der Hg-Lampe erregt, die Feldstärke betrug 200 Volt/cm. Die jeweilige Leitfähigkeitsänderung von der als Abszisse aufgetragenen Zeit nach Schluß der Erregung an wurde gemessen. Fig. 2 zeigt die so gewonnene Abklingungskurve, die ganz analog der von den Herren Lenard und Hausser in „Abklingung der Phosphoreszenz“¹⁾ S. 20 wiedergegebenen Tabelle verläuft.

1) Heidelb. Akad. 1912.

Nach dem von Hrn. Lenard an den Phosphoren zuerst erschlossenen, später in das Rutherford-Bohrsche Atommodell eingegangenen *Mechanismus der Lichtemission* tritt Leuchten bei Rückkehr eines erregten Elektrons ein. Da die Zahl der rückkehrenden Elektronen die Lichtsumme bedingt, und diese Lichtsumme wieder mit der Leitfähigkeitsänderung bei Hitzaustreiben parallel geht, müssen die durch Wärmebewegung beschleunigt zurückkehrenden Elektronen auch mit der Leitfähigkeitsänderung in ursächlichem Zusammenhang stehen, sei es, daß sie selber diese Leitfähigkeitserhöhung übernehmen, sei es, daß sie bei ihrer Rückkehr den Phosphor in einen solchen leitenden Zustand versetzen, daß die Leitungselektronen mit größerer Wanderungsgeschwindigkeit das Phosphormaterial passieren können. Liegt auch Ionenwanderung vor und ist deren Zahl n_i , ihre Wanderungsgeschwindigkeit ω_i , entsprechend für Elektronen n_e und ω_e , ferner e ihre Ladung, so setzt sich die Gesamtstromdichte zusammen aus

$$j = (n_e \omega_e + n_i \omega_i) \cdot e.$$

Dabei ist n_e und n_i unmittelbar proportional der Zahl der bei Hitzaustreiben zurückkehrenden Elektronen wie aus der Proportionalität von Lichtsumme und Leitfähigkeitsänderung folgt, also bei CaBi proportional 4 Elektronen pro Zentrum.¹⁾ Die Wanderungsgeschwindigkeit ω hingegen ist eine Materialkonstante des Phosphorgrundmaterials und wohl auch des Zusatzes wie der Vergleich der Leitfähigkeitsänderung von CaS- und ZnS-Phosphore auch erkennen läßt. Da ω_i sehr klein gegen ω_e , wird bei vorhandener Elektronenwanderung Ionenwanderung kaum in Betracht kommen, höchstens bei ganz schwachen Feldstärken. Der bei kleiner Feldstärke schwache Anstieg der Leitfähigkeit mit dem Feld läßt hier

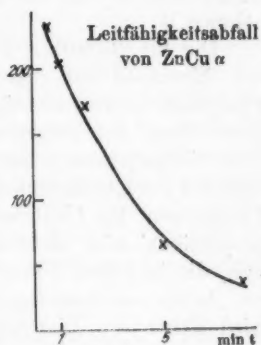


Fig. 2.

1) Vgl. P. Lenard und W. Hausser, Absolute Messung der Energieaufspeicherung der Phosphore, S. 35. Heidelb. Akad. 1913.

mitwandernde Ionen vermuten, während anzunehmen ist, daß für größere Felder (Proportionalität zwischen Feld und Leitfähigkeitsänderung) die Elektronen allein die Leitung übernehmen.¹⁾

Die für Resultate der Lichtsummenmessungen, besonders zur Kenntnis der maximalen Energieaufspeicherung eines Phosphorzentrums wichtige Frage, ob die Leitfähigkeitsänderung proportional der ausgetriebenen Lichtenergie sei, läßt sich aus dem Vorhergehenden mit guter Sicherheit beantworten. Die Zahl der stromtransportierenden Teilchen wird bei verschiedenen Phosphoren der Lichtsumme in absolutem Maße unmittelbar proportional sein; nicht so jedoch die Wanderungsgeschwindigkeit, die in jedem Phosphorgrundmaterial anders zu erwarten ist. *In ein und demselben Grundmaterial* und bei gleichem Zusatz wird daher die *Lichtsummenmessung nach der Leitfähigkeitsmethode* Werte liefern, die jedenfalls *der Lichtsumme in absolutem Energiemaß proportional* sind und zwar bei verschiedenem wirksamen Metall unabhängig von den Wellenlängen der emittierten Banden im Gegensatz zur lichtelektrischen Methode. Z. B. wird die Lichtsumme eines CaS-Phosphors mit bestimmtem Zusatz sowohl für CaBi, CaCu, CaMn usw. unmittelbar im Verhältnis der absoluten Energiemengen erhalten, entsprechend für SrSb, SrCu, SrAg. Die Durchführung einer solchen Methode könnte neben einer bedeutenden Vereinfachung zu einer wichtigen Kontrolle der bisherigen, sehr schwierigen absoluten Messungen der Energieaufspeicherung eines Phosphors führen.

Die Leitfähigkeitsänderung bei Hitze austreiben der Phosphore fügt zu den vielen direkten Bestätigungen der *lichtelektrischen Theorie der Phosphore* eine weitere mehr indirekte hinzu, denn auf Grund der lichtelektrischen Theorie sind die beschriebenen Versuche zwanglos zu erklären und sie stützen bereits bekannte Bilder von einer ganz anderen Seite experimenteller Betrachtung aus.

Drückt man die bei der Leitfähigkeitsänderung frei werden den Elektrizitätsmengen einerseits und andererseits die bei der Lichtemission vom Metallatom des Phosphors weggehenden

1) Genauere Auskunft verspricht eine in Gang befindliche Untersuchung über Leitfähigkeitsänderung bei Bestrahlung mit Kathodenstrahlen.

Ladungen in in CGS.-Einheiten aus, so gelangt man zu folgendem wichtigen Vergleich:

Gewählt sei $\text{CaBi } \alpha^{1/10}$ n. bei Erregung mit der blauen Hg-Linie $495 \mu\mu$, also d_1 .

Aus den Daten der „Absoluten Messung der Lichtaufspeicherung der Phosphore“¹⁾ für d_1 des $\text{CaBi } \alpha$ lassen sich einerseits die bei der Lichtemission bewegten Elektrizitätsmengen ermitteln. Auf 1 g Phosphor kommen bei $1/10$ normalem $2,14 \cdot 10^{-5}$ g Bi. Der Verdampfungsverlust bei der Präparation ist etwa 50 Proz. dieser Metallmenge. Das Gewicht der Schicht betrug 0,024 g. Ein Bi-Atom (Gewicht $9,81 \cdot 208 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24}$ g) gibt bei maximaler Erregung 4 Elektronen ab. Also ist die gesamte bei der Lichtemission frei werdende Elektrizitätsmenge

$$4 \cdot 10^{-6} \text{ CGS.} \cdot \text{eltnag.}^2)$$

Der Galvanometeraussschlag bei der Messung in Tab. VI betrug $a = 86$ Sk., der gewöhnliche Reduktionsfaktor des Meßinstruments war $C = 2 \cdot 10^{-11}$ CGS., die Schwingungsdauer 18 Sek., die Dämpfungskonstante $k = 12,3$. Daraus berechnet sich die frei gewordene Elektrizitätsmenge zu $4 \cdot 10^{-8}$ CGS. bei 150 Volt/cm Feld. Zum Vergleich dieses Wertes mit dem aus der Lichtemission muß man den ballistischen Ausschlag auf den Sättigungsteil der Fig. 1 beziehen, denn nur dort hat man die gesamte bei Hitze austreiben frei gewordene Elektrizitätsmenge wirklich gemessen und nur die läßt sich mit der Gesamtzahl der bei der Lichtemission zurückkehrenden Elektronen vergleichen. Wie Fig. 1 zeigt, war der Sättigungsausschlag 12000 Sk. Zur Reduktion auf Sättigung ist also die Elektrizitätsmenge $4 \cdot 10^{-8}$ CGS. mit 140 zu multiplizieren. Da Fig. 1 bei Erregung mit dem vollen Licht der Quecksilberlampe ermittelt wurde, ist die ballistische Elektrizitätsmenge noch wegen der Tilgung der einzelnen Hg-Linien³⁾ mit etwa 1,4 zu multiplizieren. Der Vergleichswert wird so

$$8 \cdot 10^{-6} \text{ CGS.} \cdot \text{eltnag.}$$

1) Vgl. P. Lenard und W. Hausser, Absolut Messung der Energieaufspeicherung der Phosphore, S. 35. Heidelb. Akad. 1913.

2) Die Tilgung der blauen Hg-Linie, wobei die Zahl $4 \cdot 10^{-8}$ durch 1,13 (vgl. Rupp, Diss.) zu dividieren wäre, ist wegen ihrer Geringfügigkeit unberücksichtigt.

3) Aus Messungen der erregenden Absorption und der Tilgung ermittelt nach E. Rupp, Diss. 1922.

Die gesamte bei der Leitfähigkeitsänderung frei gewordene Elektrizitätsmenge stimmt also mit der aus der bei maximaler Erregung abgegebenen absoluten Elektronenzahl der Bi-Atome des Phosphors größenordnungsweise überein und zwar ist der Wert aus der Leitfähigkeitsänderung größer als der aus der Lichtemission. Diese Übereinstimmung läßt sich dadurch deuten, daß jedes zurückkehrende Elektron auf seinem Weg zum Bi-Atom durch Sekundärstrahlwirkung eine kleine Zahl Elektronen geringer Geschwindigkeit auslöst, die dann den Stromtransport übernehmen und, vom äußeren Feld erfaßt, die Leitfähigkeitsänderung verursachen. Die vorhandene Kenntnis der Phosphore stützt dieses einestheils darin, daß bei der Erregung das Elektron den Verband des Bi-Atoms gänzlich verläßt¹⁾ und anderenteils bei dem sperrigen Bau des Phosphorzentrums²⁾ das rückkehrende Elektron einen beträchtlichen Weg zu durchlaufen hat, bei dem es sehr wohl Sekundärelektronen befreien kann, besonders an dem elektropositiven Ca-Atom.

Diese Deutung steht ferner in bemerkenswerter Übereinstimmung mit der von Hrn. Lenard zur Erklärung der Aufspeicherung der Erregung im Phosphor eingeführten Theorie des „thermischen Überschusses“. In „Ausleuchtung und Tilgung der Phosphore durch Licht“³⁾ stellt Hr. Lenard zwei Möglichkeiten der Aufspeicherung der Erregung einander gegenüber.

1. Die „konservative Aufspeicherung“: das vom Metallatom mit bestimmter kinetischer Energie entwichene Elektron behält diese Energie in unveränderlicher Größe bei, bis es früher oder später (durch Nähwirkung ausgelöst) wieder zurückkehrt.

2. Die Theorie des „thermischen Überschusses“: das Elektron kehrt mit größerer Geschwindigkeit zum Metallatom zurück als es dieses verlassen hat, aber nur soviel der dabei mitgebrachten Energie wird vom Atominnern aufgenommen, als vorher beim Entweichen des Elektrons abgegeben worden war, während der Überschuß in Wärmebewegung übergeht.

1) Vgl. P. Lenard, Ann. 31. S. 667ff. 1910 und F. Schmidt, Ann. 64. S. 731. 1921.

2) P. Lenard, Elster und Geitel-Festschrift. 1915.

3) Teil I. S. 10 u. 11. Heidelb. Akad. 1917.

Die Energie des vom Metallatom entwichenen Elektrons ist bei der Absorption nicht „konservativ“ aufgespeichert, sondern sie geht ganz oder teilweise in Wärmehalt der Umgebung über und wird bei der Wiederabtrennung durch Nähwirkung mit einem Überschuß aus eben diesem Wärmehalt wieder ersetzt. Damit ein solcher Überschuß vorhanden ist, muß die Abtrennung des absorbierten Elektrons stets mindestens mit gleicher Geschwindigkeit erfolgen als die Entweichung vom Metallatom durch lichtelektrischen Effekt. — Dieser zweiten Theorie schreibt Hr. Lenard mehr Wahrscheinlichkeit zu und stellt sie in obiger Abhandlung in den Vordergrund der Erklärung.

Der Vergleich der bei Lichtemission zurückkehrenden Elektrizitätsmenge mit der bei der Leitfähigkeitsänderung in vorliegenden Versuchen frei gewordenen läßt erkennen, daß durch ein zurückkehrendes Elektron eine kleine Zahl Sekundärelektronen ausgelöst wird, vielleicht bis zu zehn, da man annehmen muß, daß sehr viele frei gewordenen Elektronen im Füllmaterial und in den die Phosphorkörner stets umgebenden Luftschichten absorbiert werden und somit nicht zur Messung gelangen. Dabei muß das zurückkehrende Elektron mit der beträchtlichen Mindestenergie von vielleicht mehreren Volt das aufspeichernde Atom verlassen, denn auf seinem Weg zum Metallatom wird es nach Maßgabe der von ihm befreiten Sekundärelektronen Geschwindigkeitsverluste erleiden, es muß aber andererseits mit einer Energie am Metallatom ankommen, die dem Lichtquant der emittierten Bande entspricht. Das heißt aber, es muß mit sehr viel größeren Energiebetrag die aufspeichernde Stelle verlassen, als den es bei der Erregung mitgebracht hatte, ganz im Sinne des „thermischen Überschlusses“. — Es zeigte sich also durch vorliegende Messungen zum erstenmal eine Prüfungsmöglichkeit der vorhandenen Theorien der Energieaufspeicherung im Phosphor, und zu gleicher Zeit spricht diese Prüfungsmöglichkeit zugunsten der Theorie des „thermischen Überschlusses“. Denn nur im Falle der Abtrennung mit besonders großer Mindestenergie kann das zurückkehrende Elektron Sekundärstrahlen unter Geschwindigkeitsverlust auslösen und dennoch mit dem zur Lichtemission der Bande nötigen Energiebetrag am Metallatom anlangen. Aus Messungen der Leitfähigkeitsänderung beim Hitze austreiben wird man somit zu dem Schluß geführt,

daß die *Energieaufspeicherung im Phosphor nach der Theorie des „thermischen Überschusses“* zu erfolgen scheint.

Um selbst an elektropositiven Metallatomen Sekundärelektronen auslösen zu können, sind Anfangsgeschwindigkeiten des aufgespeicherten Elektrons nötig, die den thermischen Mittelwert der Geschwindigkeit auch bei der hohen Ausleuchtungstemperatur weit übertreffen. Doch sind solch große Abtrennungsgeschwindigkeiten bei Nähwirkung auch anderweitig angezeigt, worauf Hr. Lenard schon bei Untersuchung der Abklingung der Phosphoreszenz¹⁾ hingewiesen hat. Auch bei der Elektrizitätsleitung in Gasen kann der gaskinetische Mittelwert überschritten werden.²⁾

Zusammenfassung.

Bei Austreiben des Phosphorlichtes durch Wärme tritt bei allen Phosphoren eine Leitfähigkeitserhöhung auf, die in Abhängigkeit von angelegtem Feld und Lichtemission untersucht wird.

Die Leitfähigkeitserhöhung ist proportional der Lichtsumme des Phosphors und zwar bei gleichem Grundmaterial der Lichtsumme in absolutem Maß unabhängig von der spektralen Bandenlage.

Die Leitfähigkeitserhöhung wird durch die beim Hitze austreiben rückkehrenden Elektronen verursacht.

Auf die Proportionalität der Leitfähigkeitsänderung mit der lichtelektrisch gemessenen Lichtsumme läßt sich eine neue Methode der Lichtsummenmessung gründen, die für die spektrale Emissionsverteilung des $\text{CaBi}\alpha$ und die Abklingung des $\text{ZnCu}\alpha$ praktisch durchgeführt wird.

Hrn. Lenards Theorie des „Thermischen Überschusses“ bei Aufspeicherung der Erregung im Phosphor erfährt hier erstmalig eine Prüfungsmöglichkeit, die zu einer Bestätigung dieser Theorie führte gegenüber der der „konservativen Aufspeicherung“.

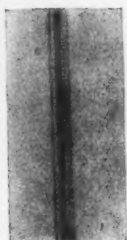
Heidelberg, Radiologisches Institut. 30. Oktober 1922.

1) P. Lenard und W. Hausser, Heidelb. Akad. 1912. S. 54 und Ausleuchten und Tilgung IV. S. 36. 1918. Die Abtrennungsgeschwindigkeit wird dort nicht so sehr hoch erwartet als unsere Resultate sie anzeigen.

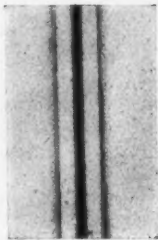
2) Vgl. P. Lenard, Elektrizitätsleitung durch Elektronen und Träger, Teil II. Ann. d. Phys. 41. S. 77–82. 1913.

(Eingegangen 18. November 1922.)

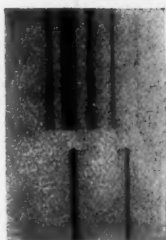
1



2



3



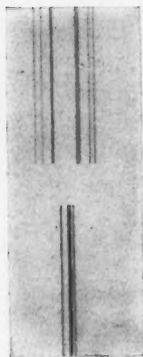
4



5



6



7

Tafel der Vergrößerungen.